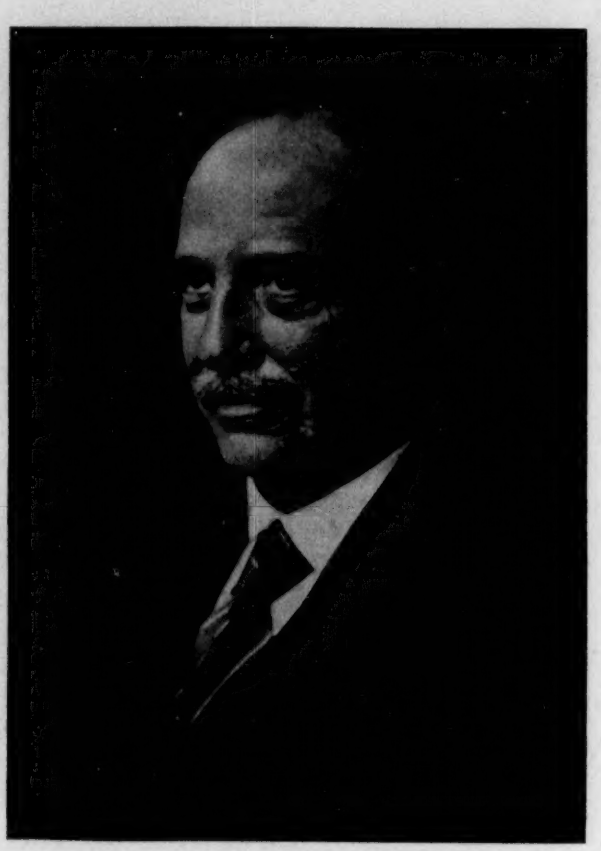
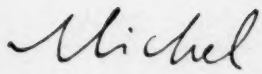
AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Erstes Heft | Achter Jahrgang | Januar 1943



Eugen Michel
70 Jahre



Aus dem Schaffen von Prof. Dr.-Ing. Eugen Michel

Von Karl F. Darmer

Noch vor einer Generation war der Baumeister, wenn er bei der Errichtung eines Bauwerkes sich mit Fragen der Hörsamkeit zu befassen hatte, im wesentlichen auf die Erfahrung aus gelungenen Vorbildern und auf sein Glück angewiesen. Erst die Erkenntnis der letzten Jahrzehnte vermochte diese Fragen erfolgreicher zu klären. Ein Forscher, der auf diesem Wissensgebiete bahnbrechend gewirkt hat und insbesondere für die Praxis wertvolle Richtlinien [1] [2] [3] [4] herausgab, ist Prof. Dr.-Ing. Eugen Michel, der am 22. Februar 1943 seinen 70. Geburtstag begeht.

Worin waren die Ursachen zu suchen, wenn ein Bauwerk trotz Anlehnung an bewährte Vorbilder nicht die gleichen raumakustischen Verhältnisse zeigte? Erst nachdem man erkannt hatte, daß die Raumform für die Art der Schallausbreitung bestimmend ist, und

[1]) Raumakustisches Merkblatt, Verlag Curt R. Vincentz.

[2]) Akustik großer Räume, Hütte Bd. I, Verlag W. Ernst & Sohn.

[3]) Akustik und Schallschutz im Hochbau, Sammlg. Göschen 1119.

[4]) Raumakustik, Deutscher Baukalender 1943, Teil II.

daß bei geeigneter Wahl der Raumgröße im wesentlichen die Ausstattung auf Nachhall, Schluckung und Klangfarbe sich auswirkt, wurde klar, daß durch die jeweils geänderten Vorbedingungen auch unterschiedliche Verhältnisse in bezug auf die Hörsamkeit sich ergeben mußten. So konnte eine Anzahl von Bauwerken, deren schlechte Eigenschaften auf fehlerhafter Ausstattung, ja auch zuweilen auf Fehlern in der Raumform und Größe beruhten, durch E. MICHEL nachträglich verbessert werden.

Von besonderem Interesse dürften die Bauten sein, deren akustische Verhältnisse bereits in der Planung festgelegt wurden und deren praktische Ergebnisse den Wünschen entsprachen.

Ein Bauwerk ist geometrisch und physikalisch ein derart verwickeltes Gebilde, daß die rechnerische Vorausbestimmung seiner akustischen Eigenschaften nur mit weitgehender Idealisierung, d. h. mit weitgehender Vereinfachung möglich ist. Selbst elektroakustische Meßmethoden, so wichtig die durch sie gewonnenen Ergebnisse sind[5]), vermögen die raumakustischen Verhältnisse mit ihren raschen, höchst unterschiedlichen Schallvorgängen, wie sie sich in der Praxis bei den verschiedenen Arten der Darbietung ergeben, bestenfalls abzugrenzen. Neben der Verwertung der neuesten physikalischen Erkenntnisse ist ein erworbenes Einfühlungsvermögen von außerordentlichem Nutzen, wie es E. MICHEL aus der Unzahl seiner praktischen Erfahrungen erwachsen ist. Welcher Wert insbesondere dieser Fähigkeit beizumessen ist, beweist die Tatsache, daß die Praxis ihn zu fast allen bedeutenden Raumschöpfungen zur Begutachtung hinzuzieht.

Als ordentl. Professor für Statik und Baukonstruktion an der Technischen Hochschule Hannover hatte E. MICHEL dank seiner hervorragenden pädagogischen Veranlagung Gelegenheit, dem Architektennachwuchs das Verständnis für raumakustische Fragen aus der Konstruktion und dem Material heraus zu vermitteln. Als besonderes Verdienst darf das Umsetzen der physikalischen Erkenntnis in die Gedankenwelt des Architekten angesehen werden. Manches bautechnische Hilfsmittel wurde gefunden, das die konstruktiven, schönheitlichen und raumakustischen Anforderungen gleich gut erfüllt. Ein beachtlicher Schülerkreis wird sich bei dieser Gelegenheit seiner dankbar erinnern.

Während die Forschungen der Physiker sich vor allem das Ziel gesetzt hatten, den Energieverlust des Schalles an den Umschließungsflächen eines Raumes, an Mobiliar, anwesenden Personen usw. zu ergründen, wies E. MICHEL in seinem Buch „Hörsamkeit großer Räume“[6]) insbesondere auf die Bedeutung der Raumform hin, die er zeichnerisch und durch Modellversuche, mit Hilfe kinematographisch aufgenommener Wasserwellen klarstellte. Sphärisch gekrümmte Flächen, die den Schall zusammenführen, wurden als raumakustisch ungünstig nachgewiesen, und das Entstehen von Echo[7]) und anderer störender Erscheinungen[8]) wurde aufgezeigt. Für den Baumeister ergaben sich unter dem Thema „Akustik der Säle“[9]) vergleichende Betrachtungen über die Abmessungsverhältnisse von Räumen.

In Ergänzung dazu wurden von E. MICHEL auf Grund der physikalischen Erkenntnisse über die Schallschluckfähigkeit von Materialien und an Hand der daraus entwickelten rechnerischen Ermittlungsverfahren wertvolle Richtlinien für eine sachgemäße Ausstattung gegeben[10])[11]). Der Baustoff Holz, der vermöge seiner Mitschwingfähigkeit innerhalb eines breiten, mittleren Tonbereiches sich raumakustisch klangveredelnd auswirkt, erhielt für Konstruk-

[5]) Wege der Raumakustik, Forsch. u. Fortschr. 1940, Nr. 32/33.

[6]) Hörsamkeit großer Räume, Verlag F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1921.

[7]) Mehrfach wiederkehrendes Echo, Dtsch. Bauhütte 1927, S. 124.

[8]) Raumakustische Sondererscheinungen, Zbl. Bauverw. 1928, S. 486.

[9]) Akustik der Säle, Hdb. d. Architektur, IV. Teil, I. Hlbbd., 4. Auflage Leipzig, 1926, J. M. Gebhardt.

[10]) Raumakustik, Hdb. Physik, Bd. VIII 1927, J. Springer, Berlin.

[11]) Materialwahl nach akustischen Gesichtspunkten Dtsch. Bauhütte 1932, S. 168.

tion und Ausbau wieder wachsende Bedeutung[12][13][14]). Die sichere Zielsetzung im Hinblick auf praktische Verwertung der Erkenntnisse[15][16][17]), die zu einer fruchtbaren Zusammenarbeit zwischen Baumeistern und Physikern führte, kennzeichnet den Forscher E. MICHEL.

Bezüglich der Hörsamkeit ist nicht nur der Verwendungszweck des Raumes, z. B. als Hörsaal, Gemeinschaftsraum, Kirche, Theater, Kino usw., sondern vor allem die Art der Tonerzeugung, für die er sich eignen soll, von Interesse; beispielsweise Rede, Solo-, oder Chorgesang, Instrumentalmusik, Wiedergabeschall und dergleichen mehr. Jede dieser Tondarbietungsart verlangt eigentlich ihre „optimale" Nachhallzeit. Soll ein Raum verschiedenen Tonerzeugungen dienen, so ist als Nachhalldauer ein erträglicher Mittelwert verwendbar.

Nach dem Verwendungszweck geordnet, seien einige der zahlreichen Bauten zusammengefaßt, an denen E. MICHEL durch akustische Begutachtung und Beratung beteiligt war. Sie gewähren in ihrer Gesamtheit einen lehrreichen Überblick über das Gebiet, auf dem die Raum- und Bauakustik Bedeutung beanspruchen darf.

Zunächst seien Vortragssäle erörtert, also Zuhörerräume, bei denen es im wesentlichen auf die Verständlichkeit der Sprache ankommt.

Das neue Verwaltungsgebäude für die Filmfabrik der I. G. Farbenfabrik in Wolfen (Agfa) erhielt ein Auditorium[18]), das E. MICHEL bereits während der Planung betreute. Der 300 Personen fassende Raum, von trapezförmigem Grundriß, besitzt ansteigende Stuhlreihen und eine stufenförmig abgesetzte, gegliederte Decke, die es ermöglichte, den Luftraum auf 5,5 m³ je Person zu vermindern. Die sorgfältig gewählte Ausstattung zeigt eine umfangreiche Verwendung von Holz, schallschluckende Wandverkleidung, Polstergestühl als Besetzungsausgleich und bewirkt neben der vorteilhaften Schallspiegelung der Raumform eine gute Silbenverständlichkeit mit ansprechender Tonfärbung. Ähnliche Erfolge wurden bei dem Saal des Grassimuseums in Leipzig, bei der Aula der Universität in Heidelberg, beim großen Hörsaal der Universität in Köln usw. erzielt.

Zu Vorführungsräumen mit Sprachverständlichkeit, die Kuppelbildflächen zur Bedingung haben, gehören die Planetarien. Bei diesen hatte man anfangs geglaubt, in einer Eisenbetonkuppel die einfachste und günstigste Lösung gefunden zu haben, die neben einer guten Raumüberdeckung zugleich eine geeignete Bildfläche zu bieten vermöchte. Als sich die ungünstige Hohlspiegelwirkung der Kuppel herausstellte, und daraufhin die kuppelförmige Projektionsfläche aus Eisennetzwerk mit Leinwandbespannung von der eigentlichen Raumüberdeckung getrennt wurde, konnte unter Beratung von E. MICHEL bei den Planetarien in Jena, Dresden und Hannover die Möglichkeit benutzt werden, im Zwischenraum die raumakustischen Störungen durch ablenkende und schallschluckende Materialien unschädlich zu machen. In Leipzig tritt die Kuppelform als äußere Raumüberdeckung nicht mehr in Erscheinung, sondern sie wird durch ein zwölfflächiges Zeltdach ersetzt.

Die weitaus größte Gruppe der durch E. MICHEL behandelten Räume bilden die Konzertsäle sowie Räume für Gemeinschaftsfeiern und Versammlungen. Ein Saal, der für Kammerkonzerte dienen soll, muß wegen der äußerst hohen Anforderungen an die Tonqualität in nicht zu großen Abmessungen gehalten werden und darf keine lange Nachhallzeit besitzen, während bei anderen Konzertdarbietungen je nach Raumgröße eine längere Nachhallzeit als brauchbar angesehen werden kann. Zu diesen Räumen von mittlerer Größe, die meist eine gemischte Verwendung erfahren, gehören z. B. die von E. MICHEL betreuten Stadthallen in Magdeburg, Goslar und Flensburg, die Oetkerhalle in Bielefeld, die Weimarhalle und der Gemeinschaftssaal in Odertal OS.

Daß auch raumakustische Schwierigkeiten, wie sie in Großräumen auftreten, gemeistert werden können, beweist die Jahrhunderthalle in Breslau[19]). Die im Jahre 1913 anläßlich der Jahrhundertfeier des Befreiungskrieges errichtete Halle — der größte Rippenkuppelbau der Welt — wies nach der Erstellung eine ungünstige Hörsamkeit auf, die insbesondere durch Echo und zu lange Nachhallzeit

[12]) Raumakustik, Verhandlg. des Intern. Kongresses für techn. Mechanik, Stockholm 1932.

[13]) Sperrholz und Raumakustik, Sperrholz 1932, S. 89.

[14]) Holz und Raumakustik, Der Deutsche Zimmermeister 1935, Heft 4.

[15]) Vorunters. d. Hörsamkeit von Gebäudeentwürfen, Bauwelt 1932, S. 1302.

[16]) Aus dem raumakustischen Laboratorium, Mitteilungen der Hannoverschen Hochschulgemeinschaft 1937, S. 234.

[17]) Wege zu guter Hörsamkeit, Dtsch. Bauhütte 1939, S. 140.

[18]) Vortrags- und Sitzungssaal nach raumakustischen Grundsätzen, Dtsch. Bauz. 1940, S. 273.

[19]) Raumform und Hörsamkeit, Bauwelt 1939, S. 868.

hervorgerufen wurde. Diese betrug, besonders unter der Kuppel, der sogenannten Laterne, je nach den wechselnden Verhältnissen 7—8, ja sogar 10 Sekunden. Im Jahre 1937 sollte dieser Raum beim Sängerbundesfest zu Vorführungen, Gesangsvorträgen, Festspielen und Massenkundgebungen benutzt werden. Trotz der riesigen Größe von 141 000 m³ des für eine Konzertbesetzung von 8620 Personen eingerichteten Raumes konnte nach der Verbesserung durch E. Michel eine angemessene Nachhalldauer von nicht mehr als 2,7 Sekunden im leeren Zustand und bei mittlerer Tonlage erzielt werden. Dabei wurden etwa 5000 qm schallschluckende Platten von $2^1/_2$ cm Dicke und 300 qm von $3^1/_2$ cm Dicke verwendet, wobei die letzteren gemeinsam mit 250 qm Glaswolle zur Auskleidung der oberen Kuppel dienten. Dazu kamen noch Fenstervorhänge in den Apsiden. Das Beispiel zeige, welche Ausmaße eine Aufgabe annehmen kann, wenn ein befriedigendes Ergebnis, wie hier, erzielt werden soll.

Einen interessanten Vergleich erlaubte die anschließende Eingangshalle, die mit harten Materialien ohne besondere akustische Maßnahmen ausgestattet ist, und bei einem Rauminhalt von nur 1500 m³ eine Nachhallzeit von 11 Sekunden aufweist.

An den nach dem Kriege neu zu erstellenden Großbauten, z. B. einer Versammlungshalle in Stettin und der Kongreßhalle in Nürnberg, wirkt E. Michel erneut mit.

Eine weitere Gruppe von Räumen, deren verschiedenartige Tonerzeugnisse liturgisch bedingt sind, bilden die Kirchen. Bei diesen muß ein gewisser Zwiespalt zwischen den Anforderungen des gesprochenen Wortes der Predigt einerseits und denen von Instrumentalmusik und Orgelspiel, sowie Chor- und Gemeindegesang andererseits überwunden werden; wobei auch die örtlich verschiedene Anordnung der Schallquellen Schwierigkeiten bereitet[20]). Die aus architektonischen Gründen bevorzugten großen Raumhöhen führen meistens zu ungünstigen Schallumwegen, die den Einbau von Schallspiegeln[21]) und schallschluckenden Flächen erforderlich machen. Die Nachhallzeiten dürfen je nach dem, ob mehr Wert auf gute Wiedergabe von Sprache oder von Gesang und Musik gelegt wird und im Hinblick auf den harmonischen Aufbau der Kirchenmusik etwas längere Werte haben. Gegenstand akustischer Untersuchungen waren u. a. die Kirche am Hohenzollernplatz in Berlin-Wilmersdorf, die Matthäikirche in Düsseldorf und die Bethanienkirche in Leipzig-Schleußig.

Einen lehrreichen Hinweis hinsichtlich des Einflusses der Raumbehandlung bot der Bau der evangelischen Kirche in Berlin-Schmargendorf. Obwohl dieser eine Kuppelüberdeckung und den beachtlichen Luftinhalt von 7000 m³ aufwies, gelang es E. Michel mit Hilfe der Ausstattung die geeignete Nachhalldauer von 2,6 Sekunden im leeren Raum zu erreichen; während der darunter befindliche, akustisch nicht behandelte Gemeindesaal von nur 1800 m³ den erheblichen Nachhall von rd. 3,7 Sekunden ergab.

Die Friedenskirche in Berlin-Niederschönweide und die Martin-Luther-Kirche in Berlin-Lichterfelde zeichnen sich infolge der reichlichen Verwendung von Holz in Konstruktion und Ausbau durch gute Tonqualität aus.

Für Theater ist bei dem vorliegenden Gesichtspunkt die Art des Spieles von Interesse. Der Nachhall darf für die Oper je nach Raumgröße etwas mehr als für die Operette und für diese wieder mehr als für das Schauspiel betragen. Die aus optischen Gesichtspunkten erwachsene Form des Zuschauerraumes, sowie seine Ausstattung ist mit den Forderungen der Hörsamkeit in Einklang zu bringen, wobei auch der Orchesterraum[22]) den Anforderungen entsprechen muß.

Von den Bauten dieser Gruppe, die durch Beratung von E. Michel zu gutem Erfolg geführt wurden, seien genannt der Umbau des Opernhauses in Nürnberg, das Grenzland-Theater in Zittau, das Landestheater in Linz und der Umbau des Stadttheaters in Gelsenkirchen[19]). Dazu kommt noch der Wiederaufbau der Staatsoper in Berlin, das Stadttheater in Ulm und die Errichtung des Interimstheaters in Rostock.

Dem Wesen nach dem Theater verwandt sind die Lichtspielhäuser. Solche Räume dürfen nur eine kurze Nachhallzeit besitzen, weil die im Film bereits enthaltene Akustik der Aufnahmeörtlichkeit durch störende Eigenschaften des Vorführraumes getrübt würde. Die anzustrebenden Werte für Wiedergabeschall liegen etwa 15% niedriger als für Originaldarbietungen.

Aus dieser Gruppe seien als Beratung durch E. Michel das Mundsburghauskino in Hamburg, das Universum-Lichtspieltheater in Erfurt, das Ringhaus-Ufer-Theater in Köln und das Ufa-Lichtspielhaus in Danzig hervorgehoben.

Die Kenntnis, daß die Akustik zur Erhaltung der Volksgesundheit beitragen kann, ist in Deutschland noch wenig verwertet. Wo es gilt, in Diensträumen, Turnhallen, Werkstätten und Fabriken

---

[20]) Raumakustisches von evangelischen Kirchen, Kunst und Kirche 1934, S. 50.

[21]) Schalldeckel und Schallspiegel in Kirchen, Dtsch. Bauhütte 1935, S. 192.

[22]) Akustisches von der Theaterbühne, Dtsch. Bauztg. 1932, S. 735.

keinen übermäßigen Lärm[23][24][25]) auftreten zu lassen, der auf die Dauer zu persönlichen Schädigungen, insbesondere zu Nervenüberreizungen und Schwerhörigkeit führen kann, ist für dieses Wissensgebiet noch ein weites Arbeitsfeld. Unter diesem Gesichtspunkt wurde durch E. MICHEL die Niethalle der Vomag-A.G. in Plauen mit gutem Erfolg behandelt.

Diese Zeilen beabsichtigten durch einen kurzen Einblick in die theoretischen Erkenntnisse und praktischen Ergebnisse das Wirken von E. MICHEL als Forscher und als Praktiker zu würdigen. Seine Leistungen gelten noch nicht als abgeschlossen[26]). An diesem Ehrentage danken ihm vor allem die Bauschaffenden für die geleistete, erkenntnisreiche Arbeit, verbunden mit besten Wünschen für weitere erfolgreiche Tätigkeit, und nicht zuletzt gilt ihm der Dank all derer, die ihn persönlich kennen lernen durften als den vorbildlichen, stets hilfsbereiten Menschen.

[23]) Schallsicherheit von Gebäuden, Schalltechn. 1929, S. 449.

[24]) Schallschutz von Gebäuden, Umschau 1929, S. 449.

[25]) Schutz gegen Schall und Erschütterungen, Anzeiger für Berg-, Hütten- und Maschinenwesen 1930, S. 5.

[26]) Die praktischen Ziele der Raumakustik, Umschau 1940, S. 689.

Zur Deutung der Ortskurven schallschluckender Stoffe

Von C. Zwikker

(Mit 18 Textabbildungen)

1. Längere Zeit ist die experimentelle Untersuchung der akustischen Schluckstoffe auf die Bestimmung der Schluckzahl $\bar{a}$ mittels Nachhallmessungen beschränkt geblieben, wie es zuerst W. C. SABINE, 1892, gemacht hatte. Und wenn vereinzelt andere Methoden, die spezifische Impedanz der Stoffe zu bestimmen ausgearbeitet wurden, so prüfte man die Zuverlässigkeit dieser Arbeitsweise immer dadurch, ob die Resultate wohl in Einklang mit den Nachhallmessungen seien. Weil dieses oft nicht der Fall war, wurden die Impedanzmessungen angezweifelt. Bis schließlich die Sachlage sich umkehrte. Trotz aller Vorsichtsmaßnahmen ist es nicht gelungen, die aus der Nachhallzeit abgeleiteten Schluckkoeffizienten, die in verschiedenen Instituten bestimmt worden sind, zur Übereinstimmung zu bringen[1]). Offensichtlich war es nicht möglich, Angaben zu erhalten, die völlig unabhängig waren von den Abmessungen der Probe, von der Form des Nachhallraumes und von der Verteilung der Probe über die Wände. Gelegentlich wurden sogar Schluckkoeffizienten von über 100% gemessen. Alles dieses macht es deutlich, daß die Nachhallmethode nicht unmittelbar zur Bestimmung der Stoffkonstanten führen kann, vielmehr hat sich herausgestellt, daß man eine bestimmte Menge eines Schluckstoffes noch auf sehr verschiedener Weise mit verschiedenem Erfolg ausnützen kann. Man ist noch weit davon entfernt, daß die Raumakustiker diesen Fragenkreis in jeder Hinsicht durchforscht haben.

Das Studium der Schluckstoffe an sich erfolgt zweckmäßig an Hand der Messungen des akustischen Widerstandes. Die spezifische Impedanz der Oberfläche, $\mathfrak{z}$, hängt mit der Reflexionskonstante, r, für senkrechte Inzidenz bekanntlich wie folgt zusammen:

$$\mathrm{r} = \frac{\mathfrak{z} - \varrho c}{\mathfrak{z} + \varrho c}; \tag{1}$$

r und $\mathfrak{z}$ sind als komplex zu betrachten, dabei ist r definiert durch

$$\mathrm{r} = \frac{p_r}{p_i} = \frac{\hat{p}_r}{\hat{p}_i} e^{j\Delta} = |\mathrm{r}|\, e^{j\Delta}, \tag{2}$$

wo p_i = Schalldruck in einfallender Welle mit Scheitelwert $\hat{p}_i$.

p_r = Schalldruck in reflektierter Welle mit Scheitelwert $\hat{p}_r$.

[1]) P. E. SABINE, J. acoust. Soc. Amer. 11 (1939), S. 41. E. MEYER u. A. SCHOCH, Akust. Z. 4 (1939), S. 51.

Δ = Phasensprung bei der Reflexion.
ϱc = Wellenwiderstand der Luft (Dichte mal Schallgeschwindigkeit).

Der komplexe Reflexionskoeffizient wird mittels interferometrischer Methoden gemessen[2]). Die Kurven Δ = konstant und $|r|$ = konstant bilden in der ζ-Ebene zwei orthogonale Kreisbündel mit den Punkten $\zeta = \varrho c$

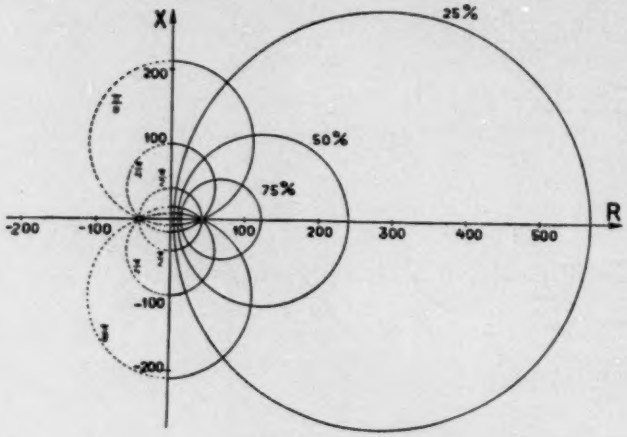


Abb. 1. Kreise konstanter Schluckzahl und konstanten Phasensprunges für senkrechten Schalleinfall in der komplexen Widerstandsebene. Maßstäbe in cgs-Einheiten

und $\zeta = -\varrho c$ als Basispunkte (Abb. 1). Durch Eintragung der gemessenen Werte für Δ und $|r|$ in dieses krummlinige Koordinatensystem läßt sich ζ unmittelbar ablesen.

Dem Anschluß dieser r-Messungen an die Nachhallmessungen steht der Umstand im Wege, daß bei der idealen Nachhallmessung der Schall diffus einfällt, während im Interferometer nur eine senkrechte Inzidenz auftritt. Nun kann man im allgemeinen zwar aus der Reflexion für senkrechte Inzidenz auf die für schiefe Inzidenz schließen und durch ein Integrationsverfahren die über alle Einfallsrichtungen gemittelte Schluckzahl berechnen[3]). Dies führt im allgemeinen zu sehr umständlichen Berechnungen. In der Praxis kann man aber ein Näherungsverfahren anwenden, das schneller zum Ziel führt. Für schiefe Inzidenz gilt:

$$(3) \qquad r = \frac{\zeta \cos i - \varrho c \cos t}{\zeta \cos i + \varrho c \cos t}$$

wo bei i der Einfallswinkel u.
t der Ausfallwinkel sind,

während zu gleicher Zeit: $\frac{\sin i}{\sin t} = \frac{c}{c'}$ ist (Snellius).

Da c' in den meisten praktischen Fällen bedeutend kleiner ist als c, ist t immer sehr klein, und es kann für cos t angenähert immer 1 geschrieben werden. Nach dieser Vereinfachung läßt sich die Integration

$$\bar{a} = 2 \int_{i=0}^{\pi/2} (1 - |r|^2) \sin i \cos i \, di$$

numerisch ausführen[4]), was ein Resultat $\bar{a} = f(\zeta)$ liefert. Die Kurven gleicher mittlerer Schluckzahl $\bar{a}$ in der ζ-Ebene sind Kurven

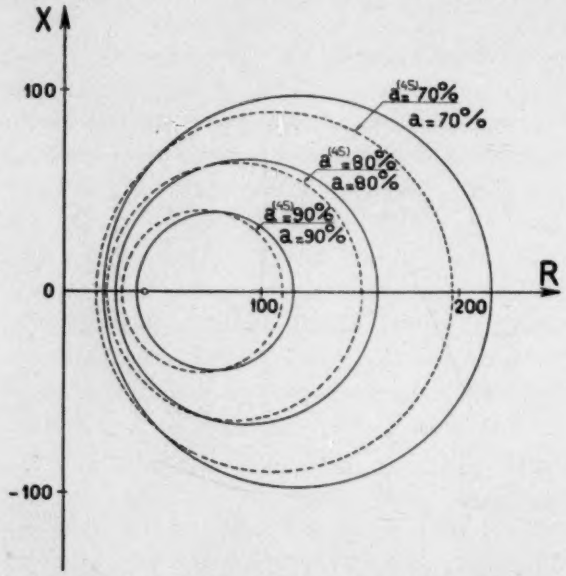


Abb. 2. Vergleich der Kurven konstanter mittlerer Schluckzahl (ausgezogene Linien) mit den Kreisen konstanter Schluckzahl für 45° Einfallswinkel (gestrichelte Linien)

(Abb. 2), die nicht Kreise sind, diesen aber sehr ähneln. In der Abb. 2 sind die Kurven gleichen Wertes von $a^{(45)}$ (Absorptionskoeffizient für $i = 45^0$) durch gestrichelte Kurven angegeben.

[2]) Wente & Bedell, Bell Syst. techn. J. 7 (1928), S. 1; Caspar & Sommer, Wiss. Veröff. Siem. Konz. 10 (1931), S. 117; Davis, Mod. Acoustics S. 211 (London 1934); L. Beranek, J.A.S.A. 12 (1940), S. 3; W. Wisotzky, Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. 53 (1939), S. 97; C. W. Kosten u. C. Zwikker, Physica 8 (1941), S. 933; C. W. Kosten u. C. Zwikker, Akust. Z. 6 (1941), S. 124.

[3]) z. B. A. F. Monna, Physica 5 (1938), S. 129.

[4]) C. W. Kosten u. C. Zwikker, Physica 8 (1941), 251; P. M. Morse, R. H. Boll & R. L. Brown, J. acoust Soc. Amer. 12 (1940), 217.

Es zeigt sich, daß die zwei Kurvenscharen nicht weit voneinander entfernt bleiben. Dieses ist verständlich, weil in der obenstehenden Integration der Gewichtsfaktor $\sin i \cos i$ für $i = 45^0$ maximal ist.

2. Das Studium der akustischen Schluckstoffe, im besonderen der Anschluß der Theorie an die experimentellen Ergebnisse, wird bedeutend erleichtert durch den Gebrauch des Rechenapparates, der als Vierpoltheorie in der Elektrotechnik entwickelt ist, aber ohne weiteres auf mechanische Schwingungsfragen übertragbar ist.

Nach dieser, in ein akustisches Kleid gesteckten Vierpoltheorie wird ein schallführendes Medium von zwei Stoffeigenschaften, dem spezifischen Wellenwiderstand $\mathfrak{w}$ und dem Fortpflanzungsmaß γ charakterisiert.

Der spezifische Wellenwiderstand $\mathfrak{w}$ ist definiert als der komplexe akustische Widerstand je Oberflächeneinheit für eine unendlich dicke Schicht des Stoffes. In der freien Luft oder im massiven Material ist $\mathfrak{w}$ definiert als der Quotient von Schalldruck p und Schallschnelle v. Im porösen Medium aber ist der Strom je Oberflächeneinheit, Φ, nicht mehr der Geschwindigkeit der Luftpartikeln gleich, sondern gleich $h\,v$, wobei h, der Hohlraumfaktor oder die Porosität den Raumteil angibt, der von der mit der Außenseite in Verbindung stehenden Luft eingenommen ist und wobei v der mittlere Wert der Geschwindigkeitskomponente in der Fortschreitungsrichtung der in Betracht kommenden Luft ist. Es ist also

$$\mathfrak{w} = \frac{\varrho}{\Phi} = \frac{\varrho}{h\,v}, \quad (l \to \infty). \tag{4}$$

Die das Fortpflanzungsmaß γ definierende Gleichung ist:

$$p\,(x) = p\,(0)\,exp\,(-\gamma\,x), \quad (l \to \infty), \tag{5}$$

wo $p\,(x)$ bzw. $p\,(0)$ den Schalldruck an den Stellen x und $x = 0$ darstellen und die Welle in der x-Richtung in einem in dieser Richtung unendlich ausgedehnten Medium $(l = \infty)$ fortschreitet. Im allgemeinen ist γ komplex:

$$\gamma = \alpha + j\,\beta. \tag{6}$$

Der reelle Teil α bestimmt die Dämpfung und wird gelegentlich als Dämpfungsmaß betitelt, der Teil β bestimmt die Wellenlänge und heißt das Phasenmaß.

In einem nach der x-Richtung unbegrenzt weitergehenden Medium ist der Wellenwiderstand unabhängig von der Wahl des Aufpunktes x; wenn also p nach dem exponentiellen Gesetz abnimmt, müssen auch v und Φ demselben exponentiellen Gesetz gehorchen:

$$\begin{aligned} v\,(x) &= v\,(0)\exp\,(-\gamma\,x); \\ \Phi\,(x) &= \Phi\,(0)\exp\,(-\gamma\,x). \end{aligned} \tag{7}$$

Wie der Wellenwiderstand und das Fortschreitungsmaß von anderen, bekannteren Stoffkonstanten abhängen, wird unten in Paragraph 5 und 6 erörtert werden. Hier interessiert uns zunächst, wie die Impedanz einer Schicht endlicher Dicke, mit der wir es bei unseren Experimenten ja immer zu tun haben, sich in $\mathfrak{w}$, γ und l ausdrücken läßt.

Gegeben sei eine Schicht der Dicke l, Druck und Stromdichte seien an der Vorderseite p_1 und Φ_1, der Quotient $\mathfrak{z}_1$, an der Hinterseite entsprechend p_2, Φ_2, $\mathfrak{z}_2$. Φ sei beide Male positiv gerechnet, wenn die Luftteilchen sich nach der positiven Seite der x-Achse bewegen (Abb. 3).

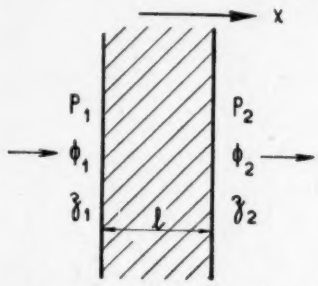


Abb. 3. Zur Vierpoltheorie

Die Vierpoltheorie lehrt uns, daß

$$\mathfrak{z}_1 = \mathfrak{w}\,\frac{\mathfrak{z}_2\,\mathfrak{Cof}\,\gamma\,l + \mathfrak{w}\,\mathfrak{Sin}\,\gamma\,l}{\mathfrak{z}_2\,\mathfrak{Sin}\,\gamma\,l + \mathfrak{w}\,\mathfrak{Cof}\cdot\gamma\,l}. \tag{8}$$

Diese Hauptformel der Vierpoltheorie ist von außerordentlicher Bedeutung für viele Anwendungsgebiete. Bei variierendem $\gamma\,l$ durchläuft die Ortskurve für $\mathfrak{z}_1$ in der komplexen Ebene eine Spirale, die für $\gamma\,l = 0$ bei $\mathfrak{z}_2$ anfängt und für $\gamma\,l = \infty$ bei $\mathfrak{w}$ endet. Für das Studium der Anwendung akustischer Materialien ist es interessant, zu verfolgen, welche

Werte die Impedanz $\mathfrak{z}_1$ durch bloße Änderung von $\mathfrak{z}_2$ (z. B. durch Anbringung von Luftpolstern hinter der Schicht[5]) annehmen kann.

3. Für die Untersuchung der Stoffe an sich kann man immer den Fall $\mathfrak{z}_2 = \infty$ wählen, indem man den Stoff auf einen harten Untergrund legt, aufklemmt oder aufklebt. Die Formel (8) gibt für diesen Sonderfall:

$$\mathfrak{z} = \mathfrak{w}\,\mathfrak{Cotg}\,\gamma l\,. \tag{9}$$

Wir haben hier den Index 1 bei $\mathfrak{z}$ fortgelassen und wollen das auch weiter immer machen, weil er keine Rolle mehr spielt. Bei allen unseren weiteren Ausführungen ist $\mathfrak{z}$ als ein $\mathfrak{Cotg}$ zu betrachten, und es ist daher der Mühe wert, diese Funktion geometrisch näher zu betrachten. Will man den $\mathfrak{Cotg}$ in der komplexen Ebene zeichnen, dann müssen wir den reellen von dem imaginären Teil trennen. Nun ist[6]):

$$\mathfrak{Cotg}\,\gamma l = \mathfrak{Cotg}\,(\alpha + j\beta)\,l = \frac{\mathfrak{Sin}\,2\alpha l - j \sin 2\beta l}{\mathfrak{Cof}\,2\alpha l - \cos 2\beta l}\,. \tag{10}$$

Wenn α und β als Funktion der Kreisfrequenz ω gegeben sind, ist für konstantes l der Ort für den $\mathfrak{Cotg}$ zu zeichnen. Wir finden im allgemeinen Spiralen, derer Form jedoch noch davon abhängt, wie α und β einzeln vom Parameter ω abhängen.

Für große Werte von $\alpha\,l$ geht $\mathfrak{Cotg}$ nach 1 für jeden Wert von $\beta\,l$. Es interessiert, wie der Vektor $\mathfrak{Cotg}\gamma l - 1$ nach dem Endwert 0 konvergiert. Man kann für große Werte von $\alpha\,l$ im Nenner von (10) $\cos 2\beta l$ neben $\mathfrak{Cof}\,2\alpha l$ vernachlässigen und weiter $\mathfrak{Sin}\,2\alpha l = \mathfrak{Cof}\,2\alpha l = \frac{1}{2}\exp(2\alpha l)$ setzen.

Sodann ergibt sich:

$$\mathfrak{Cotg}\gamma l - 1 = 2\exp(-2\alpha l)\cdot\exp(-2j\beta l)\,.$$

In Polarkoordinaten ist dieser Vektor gleich: $r \exp j\varphi$

mit $\quad r = 2\exp(-2\alpha l)$ und $\varphi = -2\beta l$,

also $\qquad r = 2\exp\left(\frac{\alpha}{\beta}\varphi\right)$;

dies ist die Formel für die logarithmische Spirale (Abb. 4). Die Größe $\frac{\alpha}{\beta}$ bestimmt die „Steilheit" der Spirale und zwar ist nach der elementaren Kurvenlehre der Winkel, den die Spirale in einem seiner Punkte mit dem Radiusvektor

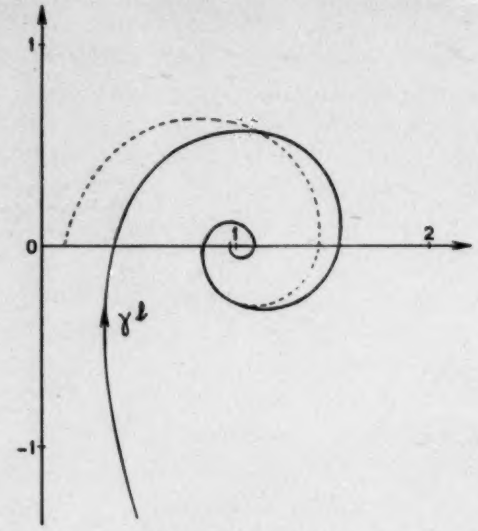


Abb. 4. Vergleich des $\mathfrak{Cotg}\,\gamma\,l$ (ausgezogene Linie) mit der logarithmischen Spirale $2\exp(2\gamma\,l) + 1$ (gestrichelte Linie)

bildet, gleich arctg β/α (Abb. 5). Nur wenn β/α konstant ist, entsteht die eigentliche logarithmische Spirale. Dieses trifft also zu, wenn bei veränderlichem ω das β zu gleicher Zeit mit dem α nach unendlich in der Weise geht, daß lim β/α nach einem Grenzwert strebt. Falls β/α immer kleiner wird, wird die Steilheit immer größer, d. h. die Spirale dreht sich immer schneller nach innen; bewegt sich aber β/α nach unendlich, dann nähert sich die Spirale asymptotisch einem Kreis. Die Abb. 5 bis 8 mögen das Gesagte veranschaulichen.

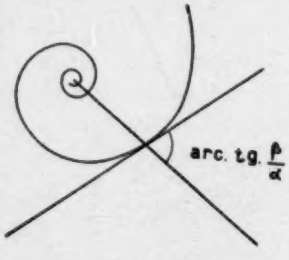


Abb. 5. Zur Definition der Steilheit der Spirale

Sehen wir nun noch einmal nach, welche Werte $\mathfrak{Cotg}\,\gamma\,l$ im entgegengesetzten Fall, also für sehr kleines αl annimmt. Wird auch β sehr klein und zwar ebenso schnell wie α, dann wird $\mathfrak{Cof}\,2\alpha - \cos 2\beta$ klein von zweiter Ord-

[5]) C. W. Kosten u. C. Zwikker, Physica 8 (1941), S. 957.

[6]) Vgl. z. B. Jahnke-Emde, Funktionentafeln, S. 11.

nung und $\mathfrak{Cotg}\,\gamma l$ geht nach unendlich, die Richtung der Asymptote ist durch das Verhältnis des imaginären zum reellem Teil bestimmt, also von $\frac{\sin 2\beta}{\mathfrak{Sin}\,2\alpha}$, aber das ist im Limes $\frac{\beta}{\alpha}$. (S. Abb. 6, 7.) Geht β schneller nach Null als

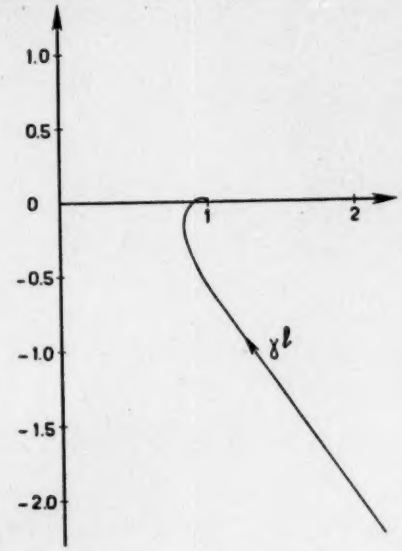


Abb. 6. $\mathfrak{Cotg}\,\gamma l$ für α/β = konst. = 1

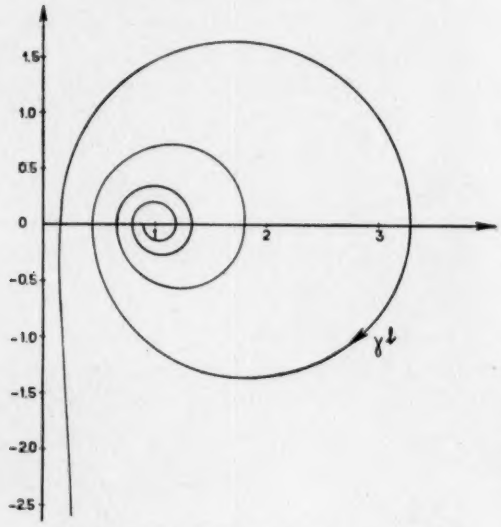


Abb. 7. $\mathfrak{Cotg}\,\gamma l$ für α/β = konst. = 0,10

α, dann bleibt die Sachlage dieselbe, nur wird die Asymptotenrichtung horizontal. Nähert sich β einem konstanten Werte, dann endet die Kurve wie:

$$\mathfrak{Cotg}\,\gamma l = -j\,\frac{\sin 2\beta l}{1-\cos 2\beta l} = -j\,\frac{2\sin\beta l\cos\beta l}{2\sin^2\beta l} = -j\cot\beta l,$$

und fängt an einem Punkte der imaginären Achse in der komplexen Ebene an.

Insbesondere interessieren uns die Durchstoßpunkte der Kurve mit der reellen Achse, für die $\sin 2\beta l = 0$. Die links liegenden sind die Punkte der (Phasen)-Resonanz, für die

(11a) $\quad 2\beta l = (2n+1)\cdot\pi; \quad n = 0, 1, 2, 3, \ldots$

Die rechts liegenden sind die Punkte der Antiresonanzen, für die

(11b) $\quad 2\beta l = 2n\cdot\pi; \quad n = 1, 2, 3, \ldots$

$\mathfrak{Cotg}\,\gamma l$ nimmt dabei die Werte an:

$\mathfrak{Tg}\,\alpha l = \mathfrak{Tg}\,\frac{(2n+1)}{2}\,\pi\,\frac{\alpha}{\beta}$ für die Resonanzen bzw.

$\mathfrak{Cotg}\,\alpha l = \mathfrak{Cotg}\,n\,\pi\,\frac{\alpha}{\beta}$ für die Antiresonanzen, was sich durch Substitution von (11) in (10) ergibt.

4. Nicht nur γ, auch der Wellenwiderstand $\mathfrak{w}$ ist eine Funktion der Kreisfrequenz ω und zwar

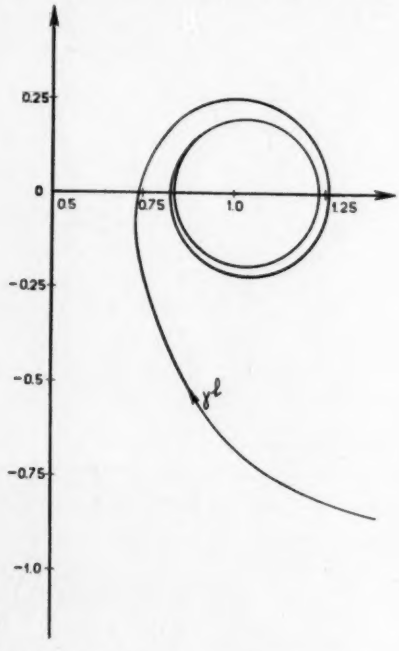


Abb. 8. $\mathfrak{Cotg}\,\gamma l$ für α/β = konst./ω

liefert die unten zu behandelnde Theorie oftmals Ausdrücke von der Form:

$$\mathfrak{w} = W\sqrt{1 + jf(\omega)} \qquad (W = \text{konstant}).$$

Um den Gedankengang nachher nicht unterbrechen zu müssen, sei schon hier angegeben, wie sich diese Werte für $\mathfrak{w}$ in der komplexen

Ebene abbilden. Man berechnet die reellen und imaginären Teile von $\mathfrak{w}$ gesondert, indem man

$$\frac{\mathfrak{w}}{W} = \sqrt{1 + j f(\omega)} = \frac{R}{W} + j\frac{X}{W} \text{ setzt.}$$

Quadrierung und Trennung der reellen und imaginären Teile liefert:

$$\frac{R^2}{W^2} - \frac{X^2}{W^2} = 1 \text{ und } \frac{2RX}{W^2} = f(\omega).$$

Die erste dieser beiden Formeln lehrt, daß die Ortskurve eine gleichseitige Hyperbel ist (Abb. 9),

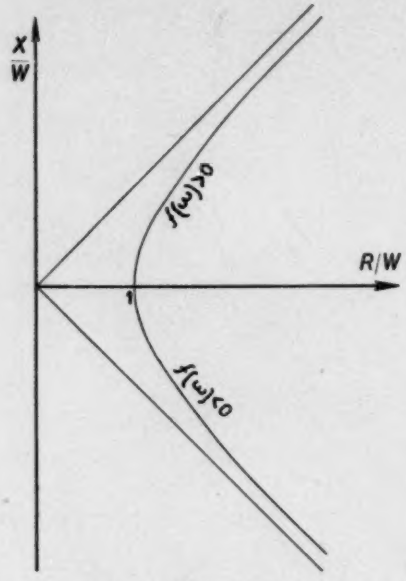


Abb. 9. Die Ortskurve $\sqrt{1 + j f(\omega)}$ in der komplexen Ebene

die zweite dient zur Festlegung der ω-Skala auf dieser Hyperbel. Solange $f(\omega)$ positiv ist, müssen R und X gleiches Zeichen haben, und es durchläuft der Ortskurvenpunkt die obere Hälfte des Hyperbelastes; wenn $f(\omega)$ negativ ist, finden wir den Ortspunkt auf der unteren Hälfte. Der linke Ast der Hyperbel kommt nicht in Frage, weil negative Werte von R keinen physikalischen Sinn haben.

Die Multiplizierung von $\mathfrak{w}$ mit $\mathfrak{Cotg}\, \gamma l$ ist Punkt für Punkt für jeden Wert von ω vorzunehmen. Es geht darauf hinaus, daß man die Spirale in dem Endresultat zurückfindet, der asymptotische Punkt bewegt sich aber kontinuierlich an der $\mathfrak{w}$-Ortskurve entlang, wodurch die Spirale mehr oder weniger verformt wird, ja bisweilen gar nicht mehr eine Spirale ist, sondern ähnlich wie eine verkürzte Zykloide nur noch oszilliert.

5. Theorie der elastischen Schluckstoffe. Es liegt ein elastischer, vielleicht abgeschlossene Luftblasen enthaltender, Stoff vor. Die fundamentalen Differentialgleichungen sind für eine ebene Welle:

(12) Bewegungsgleichung: $-\frac{\partial p}{\partial x} = \varrho \frac{\partial v}{\partial t}$,

(13) Elastizitätsgleichung: $p = -\mathfrak{K} \cdot \varepsilon$,

wo p die Kraft in x-Richtung je Oberflächeneinheit,
ϱ die Masse je Volumeneinheit,
v die Geschwindigkeit der schwingenden Stoffteilchen,
ε die spezifische Verlängerung, es ist

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial x},$$

$\mathfrak{K}$ ein Maß für die Steife des Stoffes.

In Gasen und Flüssigkeiten ist $\mathfrak{K}$ der Kompressionsmodul, in verlustfreien Stoffen mit der freien Möglichkeit einer seitlichen Ausweichung ist $\mathfrak{K} = E$ (Elastizitätsmodul); fehlt diese Möglichkeit, was immer der Fall ist, wenn die seitlichen Abmessungen groß sind im Vergleich mit der Wellenlänge, dann ist

$$\mathfrak{K} = E \frac{m(m-1)}{(m-2)(m+1)}$$

zu setzen, wobei m der Poissonsche Modul ist.

Der einzige Unterschied zwischen dem verlustfreien und dem verlustbehafteten Medium ist dieser, daß bei letzterem $\mathfrak{K}$ komplex ist, also

$$\mathfrak{K} = K(1 + j \operatorname{tg} \delta).$$

Über die physikalische Herkunft des Verlustwinkels δ kann man verschiedene Ansichten haben. Bei einer Viskositätswirkung ist bekanntlich:

$$-p = K\varepsilon + \frac{4}{3}\eta \frac{\partial \varepsilon}{\partial t},$$

wo η die Viskosität, und folglich $\operatorname{tg} \delta = \frac{4}{3}\frac{\eta \omega}{K}$.

Für feste Stoffe hat sich aus Schwingungsversuchen ergeben, daß tg δ nicht mit ω proportional, sondern davon unabhängig ist. Dieses weist auf einen Hystereseprozeß hin, wobei δ eine nicht auf andere Stoffeigenschaften zurückzuführende Größe ist. Auch für poröse Stoffe,

wobei allerdings Luft und Skelett stark gekoppelt zusammen schwingen sollen, trifft dieses zu. Für alle festen Stoffe, porös oder nicht, kann man daher δ als klein gegen eins und frequenz-unabhängig betrachten.

Zwecks Eliminierung von ε differenzieren wir (13) nach der Zeit. Es bleiben zu lösen:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \varrho \frac{\partial v}{\partial t}, \tag{12a}$$

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = K \frac{\partial v}{\partial x}(1 + j\delta). \tag{13a}$$

Wir setzen als Lösung an:

$$p = \hat{p} \exp(-\gamma x) \exp(j\omega t) \text{ und}$$

ähnliches für v, wodurch entsteht:

$$\begin{aligned} \gamma p - j\omega\varrho v &= 0, \\ j\omega p - K\gamma(1 + j\delta) v &= 0. \end{aligned} \tag{14}$$

Da die Determinante verschwinden muß, folgt hieraus eine Bestimmungsgleichung für γ. Man findet so unschwer:

$$\gamma^2 = -\frac{\varrho\omega^2}{K} \frac{1}{1 + j\delta}$$

oder

$$\gamma = j\frac{\omega}{c} \frac{1}{\sqrt{1 + j\delta}}, \quad \text{worin } c^2 = \sqrt{\frac{K}{\varrho}},$$

für $\delta = 0$ übergehend in den bekannten Wert für das verlustfreie Medium.

Der Wellenwiderstand $\mathfrak{w}$ folgt aus (14) zu:

$$\mathfrak{w} = \frac{p}{v} = \frac{j\omega\varrho}{\gamma} = \frac{K\gamma(1 + j\delta)}{j\omega} = \sqrt{K\varrho(1 + j\delta)}$$

oder mit $K = \varrho c^2$:

$$\mathfrak{w} = \varrho c \sqrt{1 + j\delta},$$

wieder für $\delta = 0$ in den bekannten Wert für das verlustfreie Medium übergehend.

Die zu messende spezifische Impedanz ist

$$\mathfrak{z} = \mathfrak{w} \operatorname{Cotg} \gamma l = \varrho c \sqrt{1 + j\delta} \operatorname{Cotg} j\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{1}{1 + j\delta}} \cdot l$$

oder wegen der Kleinheit von δ:

$$\mathfrak{z} = \varrho c \left(1 + j\frac{\delta}{2}\right) \operatorname{Cotg} j\frac{\omega l}{c} \left(1 - j\frac{\delta}{2}\right). \tag{15}$$

Die Ortskurve ist, abgesehen vom ersten Stück, eine logarithmische Spirale mit feststehendem asymptotischen Punkt, die Steilheit ist überall $\delta/2$.

Diese Theorie wurde durch Messungen kontrolliert[7]) (Abb. 10). Der untersuchte Stoff war Zellgummi mit Lufteinschlüssen; $\varrho = 0{,}116$ g/cm³, das statisch gemessene K betrug $1{,}33 \cdot 10^6$ dyn/cm², d. i. etwas mehr als das isotherme K von Luft ($K = p_0 \approx 10^6$ dyn/cm²). Die Resonanzfrequenzen ergaben aber ein dynamisches $K = 3{,}3 \cdot 10^6$ dyne/cm². Man berechnet daher $c = \sqrt{\frac{K}{\varrho}} = 5400$ cm/sec und $\varrho c = W = 605$ g/cm² sec. Die erste Schleife der Impedanzkurve erstreckt sich bis über $R = 2000$ g/cm² sec, und hieraus berechnen wir tg δ zu 0,18 ($\delta = 10^0$).

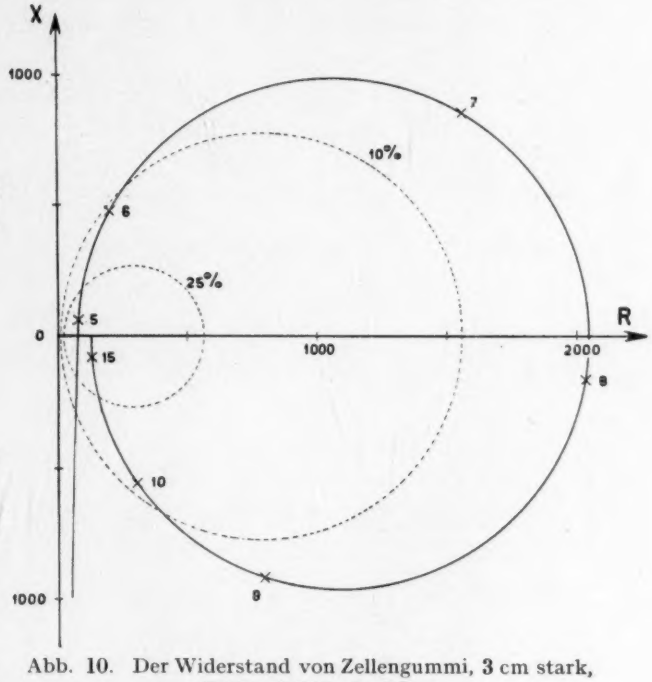


Abb. 10. Der Widerstand von Zellengummi, 3 cm stark, Dichte 0,116 g/cm³ *)

Der gemessene Verlustfaktor δ stimmt innerhalb der Meßfehlergrenzen mit der Erwartung. Daß die dynamische Kompressibilität größer als die statische ist, steht teilweise in Übereinstimmung mit anderen Erfahrungen aus der Schwingungstechnik. Doch wurde ein Unterschied von mehr als den Faktor 2 für Gummi nicht erwartet. Das Verhältnis K_{dyn}/K_{sta} ist bekanntlich ein sehr wichtiger Faktor, für Kork gelegentlich bis 50 gehend[8]). Die Frequenzlage

[7]) C. W. Kosten u. C. Zwikker, Physica 8 (1941), S. 933.

[8]) G. van Gijn u. C. Zwikker, De Ingenieur 56 (1941), S. 11.

*) In diesen und den weiteren Abbildungen sind die Meßresultate an Hand der Theorie mehr oder weniger stilisiert. Die Frequenz ist an den Kurven angegeben in 100 Hz.

der Resonanzen und Antiresonanzen und folglich auch die Frequenzlage der Maxima und Minima der Absorptionscharakteristik sind daher nicht aus dem statischen Kompressionsmodul zu berechnen. Des weiteren hat die Charakteristik zu stark ausgesprochene Maxima (Abb. 11), so daß, wenn nicht besondere Maßregeln zur Abflachung der Resonanzen getroffen werden, diese Art von Stoffen für raumakustische Anwendungen nicht vielversprechend sind.

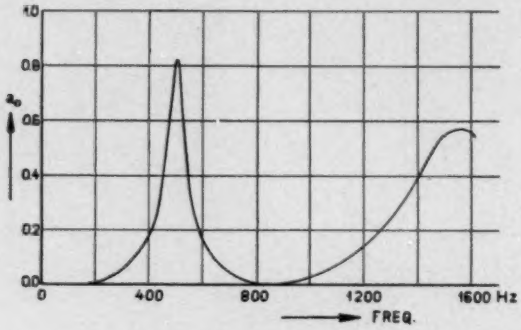


Abb. 11. Die Schallabsorption von Zellengummi; 3 cm stark, Dichte 0,116 g/cm³

6. Poröse Materialien mit starrem Skelett.

Die fundamentalen Gleichungen für poröse Medien sind:

Bewegungsgleichung:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = k\varrho\frac{\partial v}{\partial t} + \sigma v, \tag{16a}$$

Kontinuitätsgleichung:

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = \mathfrak{K}\frac{\partial v}{\partial x}. \tag{16b}$$

Wenn die Poren genügend eng sind, ist σ, der spezifische Reibungswiderstand (Strömungswiderstand) gleich dem stationär gemessenen Wert. Bei weiteren Poren ist dies nicht mehr der Fall, sondern es muß der dynamische Wert eingeführt werden (s. u.).

In der hingeschriebenen Form der Kontinuitätsgleichung steht $\mathfrak{K}$ für den Kompressionsmodul der eingeschlossenen Luft. Je nachdem wir genügend weite oder genügend enge Poren vorfinden, kann $\mathfrak{K}$ den adiabatischen Wert $\varkappa p_0$ oder den isothermen Wert p_0 annehmen, wobei $\varkappa = c_p/c_v$, p_0 = Luftdruck. In Zwischenfällen ist $\mathfrak{K}$ komplex, s. § 7. Wir kommen weiter unten zurück auf die Frage, welcher Wert des Porendurchmessers die Grenze zwischen beiden Fällen bildet.

Neben σ tritt als weitere Stoffkonstante in obenstehende Gleichungen die Konstante k auf, als Strukturkonstante bezeichnet, weil sie mit der Struktur des Mediums zusammenhängt. Der Anstieg dieses Faktors über den Wert 1 kann drei Ursachen zuzuschreiben sein. Erstens können Teile des festen Stoffes mitschwingen, was ein scheinbar zu großes ϱ mitbringt[9]). Zweitens ist in einem Kanal, der schräg in bezug auf die x-Richtung steht, für einen gewissen Wert von $\frac{\partial v}{\partial t}$ ein größerer Wert $\frac{\partial p}{\partial x}$ nötig als in einen in x-Richtung liegenden Kanal[10]), und zwar tritt hierbei der Faktor $k = \frac{1}{\cos^2\theta}$ auf. In einem Material mit isotroper Verteilung der Kanalrichtungen θ gibt dies ein $k = 3$. Drittens bewirkt das Vorhandensein etwaiger Seitenräume, die in die durchgehenden Kanäle einmünden und in denen die Luft stillsteht, daß das Verhältnis von Druckgradient und mittlerer Beschleunigung größer wird[11]). Wenn dieser Effekt allein wirksam ist, ist k gleich dem Verhältnis des totalen Luftvolumens zum Volumen der direkt durchgehenden Kanäle. Da die erste der drei hier genannten Effekte am wenigsten auftritt, wird k also meist durch die Struk-

Abb. 12. Drei Modelle von Materialien mit demselben Strömungswiderstand, aber verschiedenem Strukturfaktor k. Für das erste Modell ist $k = 4$, falls die Neigung der Kanäle 60° beträgt; für das zweite Modell ist $k = 4$ falls das Volumen des Nebenraumes 3 mal dasjenige des Kanals ist; für das dritte Modell ist $k = 1$

tur der Poren und Hohlräume bestimmt, was Anlaß für die Benennung als Strukturfaktor war. Er nimmt normalerweise Werte von 3 bis 7 an, obwohl alle Werte von 1 bis zu sehr hohen

---

[9]) V. Kühl u. E. Meyer, Ber. Preuß. Ak. 1932, S. 416.

[10]) C. Zwikker, De Ingenieur, Mei 1932.

[11]) W. Wisotzky, Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. 53 (1939), S. 97; C. Zwikker, J. v. d. Eijk u. C. W. Kosten, Physica 8 (1941), S. 469.

Zahlen gelegentlich vorkommen können, z. B. in besonders konstruierten Modellen.

Nach Ansatz der Lösung

$$p = \hat{p} \exp(j\omega t) \exp(-\gamma x)$$
$$v = \hat{v} \exp(j\omega t) \exp(-\gamma x)$$

gehen die Gleichungen (16) über in:

$$-\gamma p + (j\omega k \varrho + \sigma) v = 0$$
$$j\omega p - \gamma \mathfrak{K} v = 0 .$$

Das notwendige Verschwinden der Determinante liefert für γ:

$$\gamma = j\omega \sqrt{\frac{k\varrho}{\mathfrak{K}}} \sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\varrho\omega k}},$$

und für den Wellenwiderstand: $\mathfrak{w} = \frac{p}{\Phi} = \frac{p}{hv}$:

$$h\mathfrak{w} = \frac{j\omega k\varrho + \sigma}{\gamma} = \frac{\gamma\mathfrak{K}}{j\omega} = \sqrt{\mathfrak{K} k \varrho} \sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\varrho\omega k}}.$$

Die Ortskurve für $\mathfrak{w}$ ist die in § 4 besprochene Hyperbel und zwar die untere Hälfte.

Die Impedanz ist also, weil für reelles $\mathfrak{K}$ $c^2 = \frac{\mathfrak{K}}{k\varrho}$:

$$\mathfrak{z} = \frac{k\varrho c}{h} \sqrt{1 - j\operatorname{tg}\delta}\, \operatorname{Cotg} j\frac{\omega}{c} l \sqrt{1 - j\operatorname{tg}\delta} \quad (17)$$
$$\text{mit } \operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{\varrho\omega k}.$$

7. Wir müssen jetzt noch die Grenze zwischen den Fällen Poiseuilleschen (stationärer) und Helmholtzschen (dynamischer) Behandlung des Strömungswiderstandes feststellen. Dies hängt[12]) davon ab, ob $\operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{\varrho\omega k}$ groß oder klein gegen 1 ist. Im ersten Falle kann man nach dem Poiseuilleschen Gesetz $\sigma = \frac{8\eta}{r^2}$ setzen, bei Auftreten eines Faktors k ist $\sigma = k \cdot \frac{8\eta}{r^2}$, wo r einen effektiven Porenradius darstellt; im zweiten Falle ist $\sigma = \frac{k}{r}\sqrt{2\eta\varrho\omega}$; in beiden Ausdrücken steht η für die Viskosität.

Der Übergang von adiabatischen in isotherme Schwingungen liegt bei derselben Grenze. Diese Gleichheit der beiden Grenzen hängt damit zusammen, daß innere Reibung und Wärmeleitung in Gasen immer eng verknüpft sind. Die innere Reibung ist zu deuten als ein Transport von Impuls von einer Schicht zu einer benachbarten; bei der Wärmeleitung wird Energie transportiert. Für beide Prozesse sind aber dieselben Größen (Molekülgeschwindigkeit, freie Weglänge) wirksam. Die kinetische Gastheorie leitet z. B. für ruhende Gase die Formel:

$$\lambda = B\eta c_v$$

(λ = Wärmeleitzahl; B = konstant, für bimolekulare Stoffe gleich 1,9, c_v = spez. Wärme) her. Für turbulente Strömungen gilt entsprechend $\lambda = \mathfrak{K} \cdot A \cdot c_v$, wo A das Austauschmaß, das bei turbulenten Strömungen anstatt η auftritt.

Durch die Verknüpfung ist klar, daß im Falle der engen Poren, wo die ganze Luftmasse in ihrer Bewegung stark von den Rohrwandungen beeinträchtigt ist und der Temperaturausgleich groß ist, der Vorgang also angenähert isotherm sein muß. Bei weiten Poren dagegen ist nur eine Grenzschicht der Dicke $\sim \sqrt{\frac{\eta}{\varrho\omega}}$ in seinen Bewegungen gehemmt, der Kern der Luftmasse schwingt ungehindert, aber darum auch ohne Wärmeaustausch mit der Wandung; der Vorgang ist angenähert adiabatisch.

In Zwischenfällen ist der Kompressionsmodul der Luft komplex, nämlich[13]):

$$\mathfrak{K} = p_0 \frac{1 + \varkappa \cdot j\omega\tau}{1 + j\omega\tau}, \quad (18)$$

wo τ die Relaxationszeit der Wärmeübertragung ist[14]). Man findet leicht die beiden Grenz-

[12]) I. B. Crandall, Theory of vibrating systems and sound. Appendix A.

[13]) C. Zwikker, Physica 8 (1941), S. 1102.

[14]) $\frac{1}{\omega\tau}$ ist immer von der Größenordnung $\operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{\varrho\omega k}$, wobei ein numerischer Koeffizient auftritt, der in den einzelnen Fällen verschieden sein kann, immer aber von der Größenordnung 1. Z. B.
Quasistationäre Strömung:

$$\sigma = k\frac{8\eta}{r^2};\ \tau = \frac{\varrho r^2}{4B\eta};\ \frac{1}{\omega\tau} = \frac{B}{2} \cdot \operatorname{tg}\delta .$$

Dynamischer Fall:

$$\sigma = \frac{k}{r}\sqrt{2\eta\varrho\omega};\ \tau = r\sqrt{\frac{\varrho c_v}{2\lambda\varkappa\omega}};\ \frac{1}{\omega\tau} = \sqrt{B \cdot \varkappa \cdot \operatorname{tg}\delta} .$$

Turbulente Strömung:

$$\sigma = \frac{2\alpha}{r c_v};\ \tau = \frac{r\varrho c_v}{2\alpha};\ \frac{1}{\omega\tau} = \operatorname{tg}\delta$$

(α = Wärmeübergangszahl: s. Ten Bosch. Handb. Exp. Physik IX, S. 291).
Ebene Wellen:

$$\sigma = \frac{4}{3}\eta\frac{\omega^2}{c^2};\ \tau = \frac{\varrho}{B\eta}\frac{c^2}{\omega^2};\ \frac{1}{\omega\tau} = \frac{3B}{4} \cdot \operatorname{tg}\delta .$$

während $B = 1{,}9$; $\varkappa = 1{,}4$.

werte $\mathfrak{K} = p_0$ bzw. $\varkappa p_0$ für $\tau = 0$ bzw. $\tau = \infty$. Dieses komplexe $\mathfrak{K}$ führt zu einer zusätzlichen Schalldämpfung, die in den beiden oben unterschiedenen Fällen zwar klein, aber nicht Null ist. In dem Falle von großem σ ist diese zu-

Abb. 13. Verlauf des Kompressionsmoduls $\mathfrak{K}$ in der komplexen Ebene, wenn das Produkt $\omega\tau$ von 0 nach ∞ läuft; τ ist die Relaxationszeit des Wärmeausgleichs

sätzliche Dämpfung aber zu vernachlässigen neben dem starken Viskositätseffekt, im Falle von kleinem σ sind aber Viskositäts- und Wärmeleitungsverluste von derselben Größenordnung.

Für die weitere Diskussion spaltet sich der Weg also deutlich in zwei. Die Fälle $\operatorname{tg}\delta \gg 1$ und $\operatorname{tg}\delta \ll 1$ werden gesondert behandelt.

8. Poröse Stoffe großer Dämpfung mit starrem Skelett.

Die Formel (17) kann für $\operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{k\varrho\omega} \gg 1$ (POISEUILLEsche Strömung, isotherm) auf die Form:

$$(19)\quad \mathfrak{z} = \frac{1}{h}\sqrt{-j\frac{K\sigma}{\omega}}\,\operatorname{Cotg} j\omega l\sqrt{-j\frac{\sigma}{K\omega}}$$

gebracht werden, wobei σ gleich dem stationär gemessenen Wert und K gleich dem isothermen Kompressionsmodul der Luft sind ($K = p_0 = 10^6$ cgs). Alle in dieser Formel auftretenden Konstanten sind auf nichtakustischem Wege experimentell zu ermitteln. Die Porosität h kann mittels des BOYLEschen Gesetzes[15]) bestimmt werden. Man vergrößert dabei das Volumen eines Gefäßes, das eine bestimmte Menge des Stoffes enthält, um einen bekannten Betrag und mißt die dabei auftretende Änderung des Druckes. Das σ ist mittels eines stationären Durchströmungsversuches[15]) zu bestimmen. Die Meßwerte liegen zwischen 5 und 10000 cgs Einheiten[16]).

[15]) J. v. d. EIJK u. C. ZWIKKER, Physica 8 (1941), S. 149.

[16]) Einige Werte für σ sind folgende:

Poröser Putz:	5	bis	100 cgs
Filz:	50	„	1000 „
Holzfaserplatten:	500	„	10000 „

Die Formel gilt bis zu denjenigen ω-Werten, für die $\operatorname{tg}\delta$ sich dem Werte 1 nähert. Solange wir uns nicht für Frequenzen über 1600 Hz ($\omega = 10000$) interessieren, ist hierfür genügend, daß σ größer als etwa 20 sei, und das trifft für fast alle Materialien zu. Wird für höhere ω-Werte nicht mehr dieser Bedingung Genüge geleistet, dann ist doch die Spirale schon so zusammengeschrumpft, daß der Cotg gleich 1 gesetzt werden kann; $\mathfrak{z}$ verfolgt dann weiter die Kurve $\mathfrak{z} = \mathfrak{w} = \frac{k\varrho c}{h}\sqrt{1 - j\operatorname{tg}\delta}$, d. h. folgt dann weiter der Hyperbel, die in den Wert $\varrho c/h = \frac{1}{h}\sqrt{k\varrho K}$ der reellen Achse mündet (Abb. 14, Kurve c).

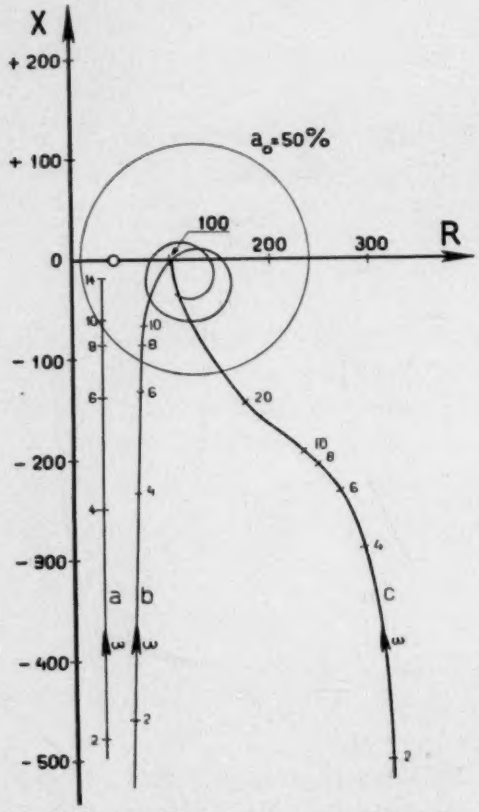


Abb. 14. Widerstandskurve für poröse Materialien mit starrem Skelett: a) Laticel (poröser Gummi). $\sigma = 20$ cgs; b) Haarfilz $\sigma = 80$ cgs; c) Acouflex (Gesteinwolleziegel) $\sigma = 250$ cgs

Für kleine Werte des Argumentes läßt sich der Cotg entwickeln in $\operatorname{Cotg} x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} + \ldots$, wodurch (19) übergeht in

$$(20)\qquad \mathfrak{z} = -j\frac{K}{\omega h l} + \frac{\sigma l}{3h}.$$

Die Ortskurve fängt mit einer vertikalen Geraden an, die in eine um die Hyperbel oszillierende Kurve umbiegt, wenn das Argument des Cotg von der Größenordnung 1 geworden ist, also für $\omega = \frac{K}{\sigma l^2}$. Diese Umbiegung tritt oberhalb 1600 Hz auf, wenn $\sigma < 100$ cgs-Einheiten ist. In diesen Fällen besteht die bis 1600 Hz gemessene Ortskurve also nur aus einer Geraden. Beispiele solcher Fälle sind (Abb. 14):

Laticel[17]) (poröser Gummi):

$h = 0{,}88$; $\sigma = 20$ cgs $\cdot$ $l = 3$ cm,

Haarfilz:[17])

$h = 0{,}90$; $\sigma = 80$ cgs $\cdot$ $l = 2$ cm,

Sorbolit[18]) (poröser Putz):

$h = 0{,}63$; $\sigma = 51$ cgs $\cdot$ $l = 2$ cm.

Die Ortskurve für den in (19) auftretenden Wellenwiderstand $\mathfrak{w} = \frac{1}{h}\sqrt{-j\frac{K\sigma}{\omega}}$, ist, weil $\sqrt{-j} = \frac{1-j}{2}$, die unter 45° geneigte Asymptote der Hyperbel. In Abb. 15 ist der Fall einer Holzfaserplatte abgebildet, wobei $h = 0{,}80$, $\sigma = 6000$ cgs, $\varrho = 1{,}2$ war.

Die experimentellen Ergebnisse sind in ziemlich guter Übereinstimmung mit der Theorie, wobei namentlich die Lage im Abstand $\frac{\sigma l}{3h}$ von der vertikalen Achse und die von dem Term $-j\frac{K}{\omega h l}$ bedingte Frequenzskala für die Prüfung geeignet sind.

Die ausgeführten Messungen ergeben indessen K-Werte, die im allgemeinen höher sind als der isotherme, ja meistens in der Nähe des adiabatischen Wertes liegen. Leider ist die Meßgenauigkeit noch nicht so weit getrieben, daß schon jetzt eindeutig angegeben werden kann, bei welchem Wert von σ/ω der Übergang vom adiabatischen auf dem isothermen Wert liegt. Doch scheint, in Widerspruch mit der oben gegebenen Theorie, dieser Übergang bei niedrigeren Frequenzen zu liegen als der Übergang von der Helmholtzschen zur Poiseuilleschen Strömung.

[17]) C. W. Kosten u. C. Zwikker, Physica 8 (1941), S. 933.

[18]) J. v. d. Eijk u. C. Zwikker, Physica 8 (1941), S. 149.

Die schwache Stelle der Theorie ist die völlige Parallelstellung der Erscheinungen des Transportes der Wärme und des Impulses; die Grenzbedingungen an der Wand sind nämlich in Wirklichkeit nicht analog. Den Impuls des Gases an der Wand kann man wohl gleich

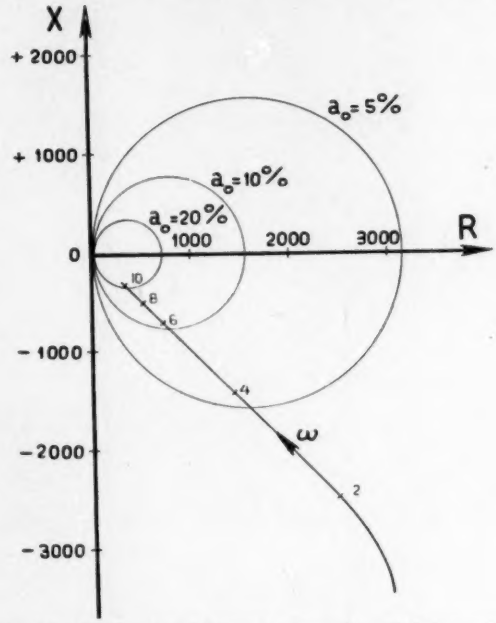


Abb. 15. Widerstandskurven für die Holzfaserplatte: $\sigma = 6000$ cgs

Null setzen, dagegen darf man nicht annehmen, daß sich kein Temperatursprung ausbildet. Thermische Erscheinungen deuten darauf, daß die Gasmoleküle beim Rückprall nicht die Temperatur der Wand angenommen haben. Das hieße aber, daß man viel länger mit adiabatischen Schwingungen zu tun hat als obenstehende Theorie vorhersagt.

9. Poröse Stoffe mit kleiner Dämpfung und starrem Skelett.

Im Falle $\operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{k\varrho\omega} \ll 1$ geht die Formel (17) über in

$$\mathfrak{z} = \frac{1}{h}\sqrt{k\varrho\,\mathfrak{K}}\left(1 - j\cdot\frac{\delta}{2}\right)\operatorname{Cotg} j\omega l\sqrt{k\frac{\varrho}{\mathfrak{K}}}\left(1 - j\frac{\delta}{2}\right). \tag{21}$$

Für $\mathfrak{K}$ müssen wir jetzt den komplexen Wert (18) nehmen, allerdings unter dem vereinfachenden Umstand, daß $\omega\tau \gg 1$, wodurch

$$\mathfrak{K} = \varkappa p_0\left(1 + j\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}\frac{1}{\omega\tau}\right).$$

Das Problem der Wärmeleitung ist von KIRCHHOFF gelöst worden[19]), das Resultat kann in unserer Bezeichnung geschrieben werden:

$$\tau = r\sqrt{\frac{\varrho c_v}{2\lambda\varkappa\omega}},$$

wodurch unter Benutzung des Zusammenhanges zwischen η und λ (§ 7) für $\mathfrak{K}$ folgt:

$$(22)\quad \mathfrak{K} = \varkappa p_0\left\{1 + j\left(\sqrt{\varkappa} - \frac{1}{\sqrt{\varkappa}}\right)\sqrt{B}\cdot\frac{1}{r}\sqrt{\frac{2\eta}{\varrho\omega}}\right\}.$$

Nun ist der dynamische Widerstand in diesem Fall:

$$\sigma = \frac{k}{r}\sqrt{2\eta\varrho\omega},$$

so daß:

$$(23)\qquad \frac{1}{r}\sqrt{\frac{2\eta}{\varrho\omega}} = \frac{\sigma}{k\varrho\omega} = \operatorname{tg}\delta \approx \delta$$

und

$$\mathfrak{K} = K_{ad}\left\{1 + j\left(\sqrt{\varkappa} - \frac{1}{\sqrt{\varkappa}}\right)\sqrt{B}\cdot\delta\right\} = K_{ad}(1 + jf\delta)\ (f = 0{,}46),$$

wodurch schließlich wegen der Kleinheit von δ:

$$(21a)\quad \mathfrak{z} = \frac{1}{h}\sqrt{k\varrho K_{ad}}\left(1 - j\frac{\delta}{2} + jf\frac{\delta}{2}\right)\operatorname{Cotg} j\omega l\sqrt{k\frac{\varrho}{K_{ad}}}\left(1 - j\frac{\delta}{2} - jf\frac{\delta}{2}\right).$$

Die $\mathfrak{z}$-Kurve fängt im Diagramm mit einem fast senkrechten Stück an, wieder mit der Frequenzskala:

$$X = \mathfrak{z}_{imag} = -j\frac{K_{ad}}{\omega h l},$$

wie sich durch Entwicklung des Cotg herausstellt. Weiter nach oben zeigt die Kurve Spiralcharakter, wobei Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment nur durch geeignete Wahl des Strukturfaktors k zu erreichen ist. Die einfachste Weise, k aus der $\mathfrak{z}$-Kurve zu ermitteln, ist die, von der Lage der Resonanzfrequenz Gebrauch zu machen. Die erste Resonanz liegt nämlich bei

$$\omega = \frac{\pi}{2l}\sqrt{\frac{K_{ad}}{k\varrho}}.$$

Die Abb. 16 zeigt den Fall von porösem Putz und zwar

$$h = 0{,}6\quad \sigma_{stat} = 8{,}0\quad l = 4\text{ cm}\quad k = 4.$$

Es zeigt sich, daß durch die drei Stoffkonstanten h, σ_{stat} und k die experimentellen Kurven befriedigend zu deuten sind. Besonders eignet sich hierzu der Wert von $\mathfrak{z}$ in Antiresonanz. Dieser wird folgenderweise berechnet. In Antiresonanz ist $\mathfrak{z}$:

$$\mathfrak{z} = \frac{1}{h}\sqrt{k\varrho K_{ad}}\operatorname{Cotg}\pi\frac{\alpha}{\beta}\quad\text{und}\quad \omega = \frac{\pi}{l}\sqrt{\frac{K_{ad}}{k\varrho}}.$$

Die Größe $\frac{\alpha}{\beta}$ ist einfach $\frac{2}{\delta(1+f)}$ und wir müssen nun δ noch in σ_{stat} ausdrücken.

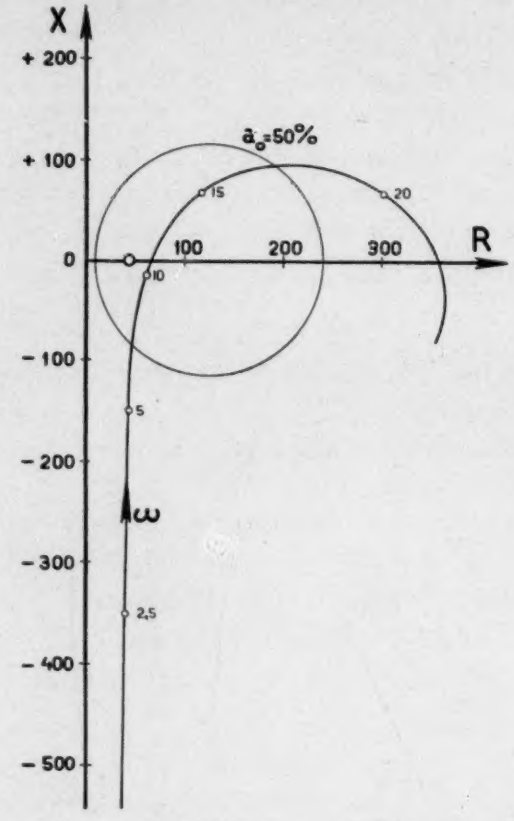


Abb. 16. Widerstandskurven für Sorbolit (poröser Putz) $\sigma = 8$ cgs

Nun bemerken wir, daß in (23) δ in dem dynamischen Wert von η nach HELMHOLTZ ausgedrückt ist. Dieser läßt sich aber wieder durch den statischen, POISEUILLEschen, Wert ausdrücken. Es ist ja

$$\sigma_{dyn} = k\sqrt{\frac{2\eta\varrho\omega}{r^2}}$$

und

$$\sigma_{stat} = k\frac{8\eta}{r^2},$$

also

$$\sigma_{dyn} = \frac{1}{2}\sqrt{\sigma_{stat}\cdot k\varrho\omega}$$

[19]) S. z. B. in RAYLEIGH, Theory of Sound II, § 350.

und

$$\delta = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma_{stat}}{k\,\varrho\,\omega}}.$$

Mit Hilfe hiervon und indem wir $\mathfrak{Cotg}\,\pi\frac{\alpha}{\beta}$ gleich $\frac{\beta}{\pi\,\alpha}$ wegen des kleinen Wertes des Argumentes setzen, wird

$$\mathfrak{z}_{antires} = \frac{4}{h\,(1+f)}\,\frac{(k\,\varrho\,K_a\,d)^{\frac{3}{4}}}{(\pi\,\sigma_{stat}\,l)^{\frac{1}{2}}}.$$

Es ist leider nicht so, daß der KIRCHHOFFsche Wert 0,47 für f an diesen Messungen geprüft werden kann. Dazu ist k nicht genügend genau bekannt, während man auch noch mit einer kleinen Frequenzabhängigkeit des k rechnen muß.

Um diese Frage zu klären, sind von meinen Mitarbeitern Versuche an Modellen mit bekanntem k angefangen, über welche hoffentlich in Kürze berichtet werden kann.

10. Poröse Materialien mit elastischem Skelett.

Wenn das Skelett nachgiebig ist, entsteht gewissermaßen eine Parallelschaltung der Impedanzen des Skeletts und der Luft, allerdings nur, wenn keine dichte Oberflächenschicht vorhanden ist; im letzten Fall haben wir es mit einer Reihenschaltung zu tun. Die zwei Teilimpedanzen sind jedoch nur dann den einzelnen Impedanzen von Luft und Skelett gleich, wenn keine Kopplung zwischen den beiden Systemen vorliegt. In diesem, kopplungsfreien, Fall (also $\sigma = 0$) sind die beiden in Betracht kommenden Impedanzen:

$$\mathfrak{z}_{Skelett} = \sqrt{K_1\varrho_1\,(1+j\,\delta_1)}\;\mathfrak{Cotg}\,j\,\omega\,l\,\sqrt{\frac{\varrho_1}{K_1}}\,\frac{1}{\sqrt{1+j\,\delta_1}}$$

$$\mathfrak{z}_{Luft} = \frac{1}{h}\sqrt{k\,K_2\varrho_2\,(1+j\,\delta_2)}\;\mathfrak{Cotg}\,j\,\omega\,l\,\sqrt{\frac{\varrho_2}{K_2}\,(1+j\,\delta_2)}$$

oder kürzer:

$$\mathfrak{z}_{Skelett} = \frac{\Re_1}{j\,\omega}\gamma_1\,\mathfrak{Cotg}\,\gamma_1 l\,;\quad \mathfrak{z}_{Luft} = \frac{1}{h}\frac{\Re_2}{j\,\omega}\gamma_2\,\mathfrak{Cotg}\,\gamma_2 l.$$

Die niedrigste Resonanzfrequenz in $\mathfrak{z}_{Luft}$ liegt schon oberhalb des interessierenden akustischen Gebietes, die spiralige Natur der Kurve rührt vom $\mathfrak{z}_{Skelett}$ her. Das Skelett ist nämlich so nachgiebig, daß $\sqrt{K_1/\varrho_1}$ (= Schallgeschwindigkeit im Skelett) bedeutend kleiner ist als $\sqrt{K_2/\varrho_2}$ (= Schallgeschwindigkeit der Luft). Dieser Bedingung wird in fast allen Fällen Genüge getan. Erstens ist ϱ_1 ungefähr 1000 mal ϱ_2, zweitens ist K_1 von derselben Größenordnung wie K_2, und zwar können Gummipräparate (Schwammgummi, Zellgummi) K_1-Werte bis zu 0,1 K_2, annehmen, für andere Stoffe, namentlich Fasermaterialien ist K_2 zwar größer als K_1, erreicht aber nie einen tausendmal größeren Wert.

Bei der Parallelschaltung (offene Oberfläche) werden alle Luftimpedanzen verkleinert wegen der Anwesenheit des parallelgeschalteten $\mathfrak{z}_{Skelett}$. Der Einfluß der Skelett-Nachgiebigkeit kann jedoch nicht sehr groß sein, weil es dem äußeren Druck keine wirksame Oberfläche bietet. Das Skelett wäre nur durch die Luft-Skelett-Kopplung ins Schwingen zu bringen. Wenn diese Kopplung fehlt oder nur klein ist, läßt sich dieser Fall kaum unterscheiden vom Fall des starren Skeletts. So gehört in diese Kategorie eigentlich der Fall des Laticels, welchen wir schon in § 8 gelegentlich der Behandlung poröser Stoffe mit starrem Skelett angeführt haben.

Im abgedichtetem Zustande sind die Skeletteigenfrequenzen des Laticels aber sehr gut merklich (Abb. 17).

11. Kopplung zwischen Skelett und Luft.

Bei offenen Oberflächen wird die Skelettschwingung erst wichtig, wenn so viel Kopplung zwischen Skelett und Luft vorliegt, daß die Luftschwingungen das Skelett in Bewegung setzen können.

In diesem Falle ist die Impedanz im allgemeinen bedeutend niedriger als die der Luft allein (Abb. 18), die Herabsetzung ist nur wenig für die Antiresonanzfrequenzen des Skeletts. Die Schwingungsteilnahme des Skeletts, also seine impedanzerniedrigende und absorptionserhöhende Wirkung, fordert eine große Kopplung, also ein hohes σ. Bei hohem σ aber liegt die Ausgangsgerade der Abb. 18 weiter nach rechts, und es zeigt sich, daß σ einen optimalen Wert annehmen kann, wofür einerseits die Ausgangsgerade nicht zu viel nach rechts liegt,

anderseits die Skelettschwingungen genügend stark ins Spiel kommen, um das Gebiet der hohen Absorption nach den niedrigen Frequenzen zu verschieben.

Nun ist wichtig zu bemerken, daß die Kopplung nicht allein von dem Reibungswiderstand σ besorgt wird, sondern auch von der Strukturkonstante k. Wir können daher Kopplung und σ im Prinzip unabhängig voneinander beeinflussen und so zu den günstigsten Verhältnissen für die Absorption kommen.

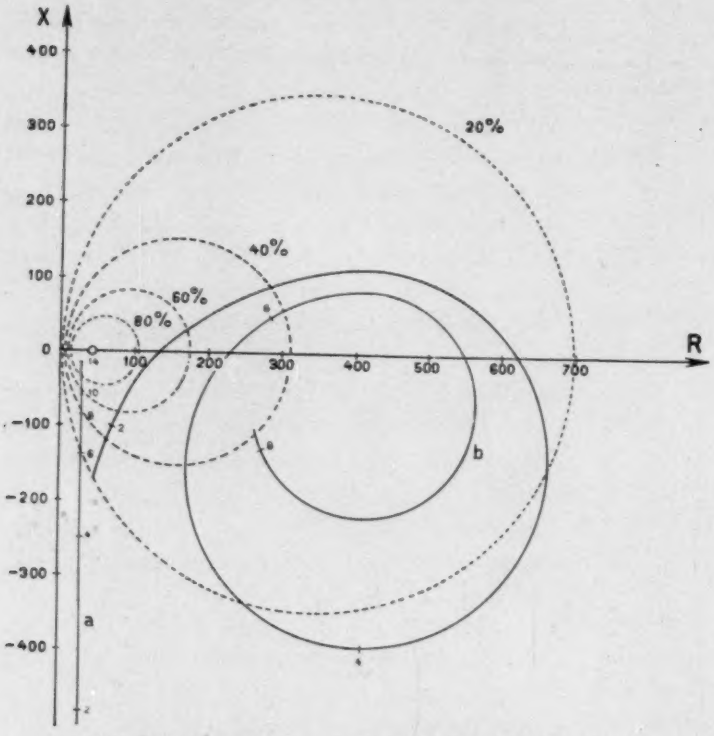


Abb. 17. Widerstandskurven für Laticel (poröser Gummi) von 3 cm Stärke in offenem Zustand (a) und mit leichter Abdeckschicht (b)

Die Bewegungsgleichungen sind nämlich:

$$-\frac{\partial p_1}{\partial x} = \varrho_1 \frac{\partial v_1}{\partial t} + s\,(v_1 - v_2) \tag{24}$$

$$-\frac{\partial p_2}{\partial x} = \varrho_2 \frac{\partial v_2}{\partial t} - s\,(v_1 - v_2)\,,$$

wo p_1 die je Oberflächeneinheit auf das Skelett ausgeübte Kraft,

p_2 den Luftdruck und

s den noch zu berechnenden Kopplungskoeffizient bezeichnen.

Die zweite Gleichung muß für $v_1 = 0$ identisch sein mit der früher hingeschriebenen:

$$-\frac{\partial p_2}{\partial x} = k\varrho_2 \frac{\partial v_2}{\partial t} + \sigma v_2\,. \tag{16a}$$

Identifizierung von (24) und (16a) ergibt unmittelbar:

$$s = \sigma + (k-1)\, j\omega\varrho_2\,.$$

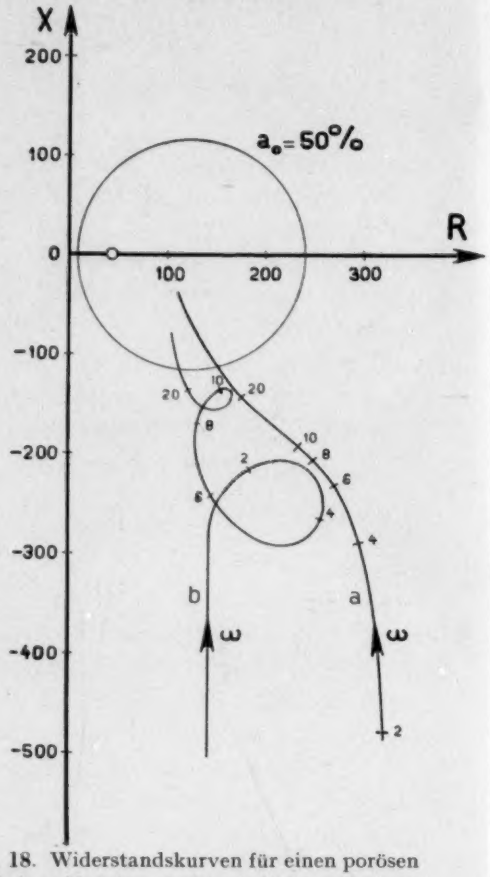


Abb. 18. Widerstandskurven für einen porösen Stoff ohne Skelettnachgiebigkeit (a) und einen solchen mit Skelettnachgiebigkeit (b)

Für tiefe Frequenzen wird die Kopplung von dem ersten Term bedingt, der bis zu $\omega = 2\pi \cdot 1600$ für alle σ-Werte größer als 50 cgs, also für die weitaus meisten handelsüblichen Schluckstoffe dominiert. Ein Beispiel, bei dem die k-Kopplung ausschlaggebend ist, tritt bei einem Modell, bestehend aus Limonadetrinkröhrchen, auf, die geneigt zur Oberfläche gestellt sind.

Neben den Bewegungsgleichungen (24) bestehen die beiden Kontinuitätsgleichungen:

$$-\frac{\partial p_1}{\partial t} = \mathfrak{K}_1 \frac{\partial v_1}{\partial x}\,, \tag{24a}$$

$$-\frac{\partial p_2}{\partial t} = \mathfrak{K}_2 \frac{\partial v_2}{\partial x}\,.$$

Eliminierung der Drucke aus (24) und (24a) ergibt, unter Einführung von $j\omega$ für $\frac{\partial}{\partial t}$ und $-\gamma$ für $\frac{\partial}{\partial x}$:

$$\left(-\frac{\mathfrak{K}_1}{j\omega}\gamma^2 + j\omega\varrho_1 + s\right)v_1 \qquad s\,v_2 = 0$$

$$-s\,v_1 + \left(-\frac{\mathfrak{K}_2}{j\omega}\gamma^2 + j\omega\varrho_2 + s\right)v_2 = 0\,. \tag{25}$$

Nullsetzen der Determinante liefert die Bedingungsgleichung für das Fortpflanzungsmaß γ:

$$\frac{\gamma^4}{\omega^4} + \left(\frac{\varrho_1 + s/j\omega}{\mathfrak{K}_1} + \frac{\varrho_2 + s/j\omega}{\mathfrak{K}_2}\right)\frac{\gamma^2}{\omega^2} + \frac{\varrho_1\varrho_2 + s/j\omega\,(\varrho_1+\varrho_2)}{\mathfrak{K}_1\mathfrak{K}_2} = 0\,. \tag{26}$$

mit Wurzeln $\pm\gamma_1$ und $\pm\gamma_2$. Die Schwingung ist die Superposition zweier Schwingungen mit den Fortpflanzungsmaßen γ_1 und γ_2 und mit ihren eigenen, noch zu bestimmenden Amplituden.

Die Lösung des mathematischen Problems ist streng[20])

$$\frac{\mathfrak{K}_1\mathfrak{K}_2}{s}\sqrt{D}\cdot\frac{1}{\mathfrak{z}} = \frac{\chi(\gamma_1)}{\gamma_1 \operatorname{Cotg}\gamma_1 l} + \frac{\chi(\gamma_2)}{\gamma_2 \operatorname{Cotg}\gamma_2 l}\,, \tag{27}$$

worin D die Diskriminante der quadratischen Gleichung (26) ist, also: $\sqrt{D} = \frac{1}{\omega^2}(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)$ und wo $\chi(\gamma_1)$ und $\chi(\gamma_2)$ die beiden Werte der Größe $\chi(\gamma)$ sind, die definiert ist (siehe 25):

$$\chi(\gamma) = -\frac{v_2}{v_1} = \frac{\mathfrak{K}_1\gamma^2 - \omega^2\varrho_1 + j\omega s}{j\omega s} = \frac{j\omega s}{\mathfrak{K}_2\gamma^2 - \omega^2\varrho_2 + j\omega s}\,. \tag{28}$$

Das Resultat (27) ist eine Parallelschaltung zweier Impedanzen, wobei das relative Gewicht von den beiden Größen $\chi(\gamma_1)$ und $\chi(\gamma_2)$ bestimmt wird; γ_1 und γ_2 sind die von der Kopplung mehr oder wenig abgeänderten Fortpflanzungsmaße der reinen Skelett- bzw. der reinen Luftschwingung.

Im allgemeinen Fall muß die weitere Behandlung der Formel (27) durch mühselige numerische Rechnung geschehen. Wir wollen hier nur einen Fall, wobei wir noch eine gute Übersicht behalten, näherungsweise weiterführen.

[20]) C. W. Kosten u. C. Zwikker, Physica 8 (1941), S. 968.

Zuvor sei bemerkt, daß allgemein:

$$\chi(\gamma_1)\cdot\chi(\gamma_2) = -\frac{\mathfrak{K}_1}{\mathfrak{K}_2}\,. \tag{29}$$

Dieses ergibt sich aus (28) wie folgt:

$$\chi(\gamma_1)\cdot\chi(\gamma_2) = \frac{\mathfrak{K}_1\gamma_1^2 - \omega^2\varrho_1 + j\omega s}{\mathfrak{K}^2\gamma_2^2 - \omega^2\varrho_2 + j\omega s} = \frac{\mathfrak{K}_1\gamma_1^2 - \omega^2\varrho_1 + j\omega s}{\mathfrak{K}_2\gamma_1^2 - \omega^2\varrho_2 + j\omega s} = \frac{\mathfrak{K}_1(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)}{\mathfrak{K}_2(\gamma_2^2 - \gamma_1^2)} = -\frac{\mathfrak{K}_1}{\mathfrak{K}_2}\,.$$

12. Wenn wir nun annehmen, daß die Kopplung nicht allzu stark ist, erwarten wir ein Resultat, daß in nullter Näherung die reine Luftschwingung gibt, in erster Näherung begleitet von einer Skelettschwingung nach (27) also:

$$\frac{1}{\mathfrak{z}} = \frac{j\omega A}{\gamma_1\mathfrak{K}_1 \operatorname{Cotg}\gamma_1 l} + \frac{j\omega h}{\gamma_2\mathfrak{K}_2 \operatorname{Cotg}\gamma_2 l}\,, \tag{30}$$

wobei der zweite Term rechts die unbeeinflußte Luftimpedanz vorstellt (vgl. 21) und der erste Term die Korrektion ist, die von dem Mitschwingen des Skeletts herrührt.

Identifizierung von (30) mit (27) lehrt, daß:

$$\chi(\gamma_2) = j\omega\frac{\mathfrak{K}_1 h\sqrt{D}}{s}$$

und dann gibt (29):

$$\chi(\gamma_1) = \frac{s}{j\omega\mathfrak{K}_2 h\sqrt{D}}\,,$$

so daß: $A = -\frac{s}{\omega^2\mathfrak{K}_2^2 h D}$.

Für $\sqrt{D}$ setzen wir wieder annähernd $\frac{\gamma_1^2}{\omega^2}$ ein, wobei γ_1 das größte der beiden Fortpflanzungsmaße ist, also dasjenige der Skelettschwingung:

$$\gamma_1 = j\frac{\omega}{c_1} \approx j\omega\sqrt{\frac{\varrho_1}{\mathfrak{K}_1}}\,, \text{ so daß}$$

$$D \approx \frac{\varrho_1^2}{\mathfrak{K}_1^2}\,,$$

dann wird

$$A \approx -\frac{s^2\mathfrak{K}_1^2}{\omega^2\mathfrak{K}_2\varrho_1^2 h}\,.$$

Wir wollen dieses Resultat anwenden auf das Modell der unter 60° schrägliegenden Limonadetrinkröhrchen. Hierbei ist der Kopplungsbeiwert: $s = j\omega(k-1)\varrho_2$,

$$\text{mit } k = \frac{1}{\cos^2 60^0} = 4, \text{ so daß:}$$

$$A = \frac{9}{h}\frac{\mathfrak{K}_1^2\varrho_2^2}{\mathfrak{K}_2^2\varrho_1^2}\,.$$

Nehmen wir weiter an, daß $h = 0{,}9$; $\mathfrak{K}_1 = 3\,\mathfrak{K}_2$, $\varrho_2 = 0{,}03\,\varrho_1$ so berechnet man A zu: $A = 0{,}1$.

Jetzt ist also das ganze Korrektionsglied in (30) bekannt.

Es hat sich z. B. ergeben, daß für gewisse Limonadetrinkröhrchen, wenn sie senkrecht zur Oberfläche gestellt sind, die Impedanz in Antiresonanz 310 cgs beträgt. Bei Schrägstellung wird die Luftimpedanz verdoppelt, so daß der numerische Wert des zweiten Terms in (30) 620 beträgt. Bei der ersten Antiresonanzfrequenz der Luftschwingung hat die Skelettschwingung mit seiner kleinen Schallgeschwindigkeit praktisch schon den Wert des Wellenwiderstandes erreicht, so daß das Korrektionsglied in (30) einfach wird:

$$\frac{j\omega A}{\gamma_1 \mathfrak{R}_1} = \frac{A}{\sqrt{\varrho_1 \mathfrak{R}_1}},$$

was mit $A = 0{,}1$; $\varrho_1 = 0{,}04$, $\mathfrak{R}_1 = 3.10^6$ numerisch gleich: $\frac{1}{3500}$ ist, welche Korrektion die Gesamtimpedanz von 620 cgs auf rund 500 cgs herabgesetzt und damit die Absorption bedeutend steigert.

(Eingegangen am 12. September 1942.)

Ultraschall-Koppelschwinger

Mitteilung aus dem Laboratorium „Schalltechnik" der Atlas-Werke A.-G., Bremen

Von H. Thiede

(Mit 3 Textabbildungen)

Um in Fällen, in denen man aus physikalischen oder chemischen Gründen einen Magnetostriktionsschwinger nicht direkt in das zu beschallende Medium setzen kann, eine wirksame Beschallung durchführen zu können, wurde ein Koppelschwinger entwickelt, der nach folgendem Prinzip arbeitet[1]):

Ein Magnetostriktionsschwinger üblicher Bauart, welcher in seiner Grundfrequenz erregt wird, wird mit einem Stempel aus schwingfähigem Material gekoppelt, dessen Grundfrequenz dieselbe ist wie die des Magnetostriktionsschwingers. Die Kopplung ist im Prinzip in Abb. 1 dargestellt. Der Magnetostriktionsschwinger wird in ein Vierkant-Versenk des Stempels eingepaßt und die Mitte des Schwingers mit der Mitte des Stempels durch eine Halterung fest miteinander verbunden. Diese Mittelzonen sind nämlich in jedem Augenblick gegeneinander in Ruhe, da sie Knotenzonen der Bewegung sind. Bei Anregung des Magnetostriktionsschwingers zu Eigenschwingungen stößt dieser mit seiner Endfläche gegen die Endfläche des Stempels und stößt sie dabei derart an, daß die Schwingungsphase des Stempels gegenphasig gegenüber der des Schwingers ist, d. h. im Augenblick der größten Länge des Schwingers hat der Stempel seine kleinste Länge und umgekehrt. Die Stelle, an der Stempel und Schwinger aneinanderstoßen,

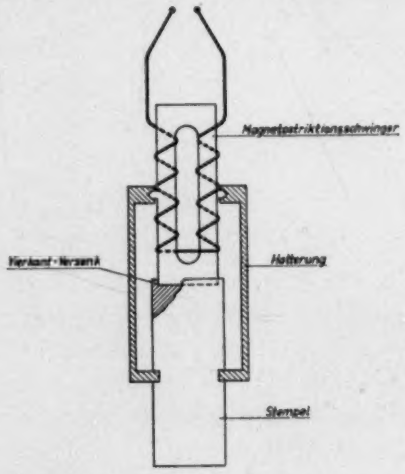


Abb. 1. Koppelschwinger für Ultraschall (Prinzipbild)

ist ein Schwingungsbauch. Bei richtiger Einpassung des Stempels findet eine nur durch die kleine Materialdämpfung des Stempels etwas verringerte Übertragung der Schallenergie von der Schwingerendfläche auf die freie Endfläche des Stempels statt.

[1]) Die Anregung hierzu wurde von W. GRANDJOT gegeben.

Man wählt das Stempelmaterial so, daß es den physikalischen und chemischen Erfordernissen entspricht. So wurden beispielsweise mit Erfolg keramische Stempel bei der Beschallung heißer Flüssigkeiten von mehreren 100° verwendet, also bei Temperaturen, bei denen Magnetostriktionsschwinger infolge Aufhörens der

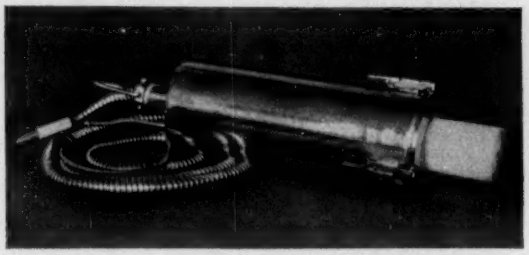


Abb. 2. Koppelschwinger (Photographie)

magnetischen Erscheinungen nicht mehr arbeiten.

Nach diesem Prinzip wurde für technische Zwecke ein Koppelschwinger gebaut (Abb. 2), bei dem an die Halterung des Stempels ein Kühlgehäuse für den Magnetostriktionsschwinger angesetzt ist, so daß der Magnetostriktionsschwinger ständig vom Kühlwasser umflossen wird. Diese Maßnahme schützt den Schwinger einerseits vor Strahlungswärme beim Einsetzen des Stempels in heiße Flüssigkeiten, andererseits erlaubt sie einen anhaltenden intensiven Betrieb des Schwingers, weil seine Verlustwärme abgeführt wird. Wählt man für den Stempel ein Material schlechter Wärmeleitung, wie z. B. Porzellan, so kann man über den Stempel in das zu beschallende Medium starke Schallenergien hineinbringen, ohne eine Zusatzerwärmung des Mediums durch Verlustwärme zu erhalten, eine Maßnahme, die oft von Wert ist[2]).

Auch erlaubt diese Bauweise des Koppelschwingers, bei Ultraschallfrequenzen anhaltend stärkere Schallfelder in Luft herzustellen, da eben die durch den schlechten Wirkungsgrad des Magnetostriktionsschwingers in Luft bedingten Wärmeverluste abgeführt werden. Eine interessante Demonstration solchen intensiven Luftschalls wurde mittels stehender Wellen bei einer Frequenz von 20000 Hz auf folgende Weise erhalten: Der Stempel wurde vom freien Ende längs seiner Achse bis zur Mitte mit einer 2 mm dicken Bohrung versehen und diese Bohrung dicht bei der Mitte seitlich herausgeführt. Dann wurde der Schwinger so aufgehängt, daß er nach unten strahlt. Läßt man durch diese Bohrung einen dünnen Wasserstrahl fließen, so wird er an der unteren Strahlfläche durch die Schwingungen sehr fein zerstäubt. Bringt man nun gegenüber der Strahlfläche eine feste Wand im Abstand $k \cdot \lambda/2$ ($k = 1, 2, 3, \ldots$) an, so bilden sich interessanterweise in den Knotenzonen der Bewegung stillstehende Wassertröpfchen, welche von einem dünnen Nebelschleier umgeben sind (Abb. 3). Es gelang auf diese Weise, Wassertropfen bis zu 1 cm Durchmesser zu sammeln, welche an den Knotenzonen als flache Teller oder Rosetten frei schwebten.

Ein weiterer interessanter Versuch mit diesem Schwinger ließ sich folgendermaßen anstellen: Es wurde beobachtet, daß bei einer Emulsions-

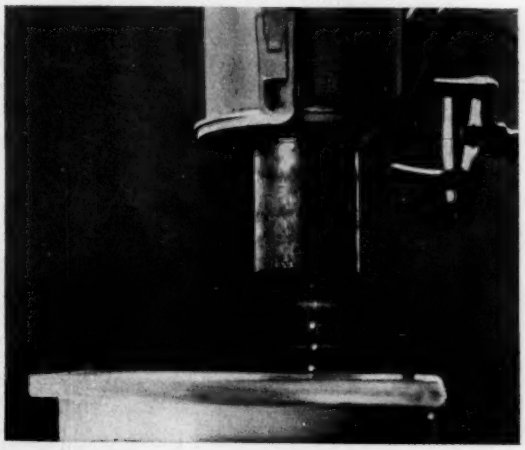


Abb. 3. Schwebende Wassertropfen im Luftschallfeld

aufbereitung von Öl in Wasser mittels Ultraschallwellen eine besonders intensive Emulsionsbildung dann stattfindet, wenn man die Schwingerstrahlfläche unmittelbar in die Nähe der Grenzschicht Öl — Wasser bringt. Läßt man den Stempel mit seiner Strahlfäche in Wasser

[2]) Auf diese Weise ist es auch möglich, rein kalorimetrisch eine Schalleistung zu bestimmen, da Verlustwärme nicht in Erscheinung tritt.

Jetzt ist also das ganze Korrektionsglied in (30) bekannt.

Es hat sich z. B. ergeben, daß für gewisse Limonadetrinkröhrchen, wenn sie senkrecht zur Oberfläche gestellt sind, die Impedanz in Antiresonanz 310 cgs beträgt. Bei Schrägstellung wird die Luftimpedanz verdoppelt, so daß der numerische Wert des zweiten Terms in (30) 620 beträgt. Bei der ersten Antiresonanzfrequenz der Luftschwingung hat die Skelettschwingung mit seiner kleinen Schallgeschwindigkeit praktisch schon den Wert des Wellenwiderstandes erreicht, so daß das Korrektionsglied in (30) einfach wird:

$$\frac{j\omega A}{\gamma_1 \mathfrak{R}_1} = \frac{A}{\sqrt{\varrho_1 \mathfrak{R}_1}},$$

was mit $A = 0{,}1$; $\varrho_1 = 0{,}04$, $\mathfrak{R}_1 = 3.10^6$ numerisch gleich: $\frac{1}{3500}$ ist, welche Korrektion die Gesamtimpedanz von 620 cgs auf rund 500 cgs herabgesetzt und damit die Absorption bedeutend steigert.

(Eingegangen am 12. September 1942.)

Ultraschall-Koppelschwinger

Mitteilung aus dem Laboratorium „Schalltechnik" der Atlas-Werke A.-G., Bremen

Von H. Thiede

(Mit 3 Textabbildungen)

Um in Fällen, in denen man aus physikalischen oder chemischen Gründen einen Magnetostriktionsschwinger nicht direkt in das zu beschallende Medium setzen kann, eine wirksame Beschallung durchführen zu können, wurde ein Koppelschwinger entwickelt, der nach folgendem Prinzip arbeitet[1]):

Ein Magnetostriktionsschwinger üblicher Bauart, welcher in seiner Grundfrequenz erregt wird, wird mit einem Stempel aus schwingfähigem Material gekoppelt, dessen Grundfrequenz dieselbe ist wie die des Magnetostriktionsschwingers. Die Kopplung ist im Prinzip in Abb. 1 dargestellt. Der Magnetostriktionsschwinger wird in ein Vierkant-Versenk des Stempels eingepaßt und die Mitte des Schwingers mit der Mitte des Stempels durch eine Halterung fest miteinander verbunden. Diese Mittelzonen sind nämlich in jedem Augenblick gegeneinander in Ruhe, da sie Knotenzonen der Bewegung sind. Bei Anregung des Magnetostriktionsschwingers zu Eigenschwingungen stößt dieser mit seiner Endfläche gegen die Endfläche des Stempels und stößt sie dabei derart an, daß die Schwingungsphase des Stempels gegenphasig gegenüber der des Schwingers ist, d. h. im Augenblick der größten Länge des Schwingers hat der Stempel seine kleinste Länge und umgekehrt. Die Stelle, an der Stempel und Schwinger aneinanderstoßen,

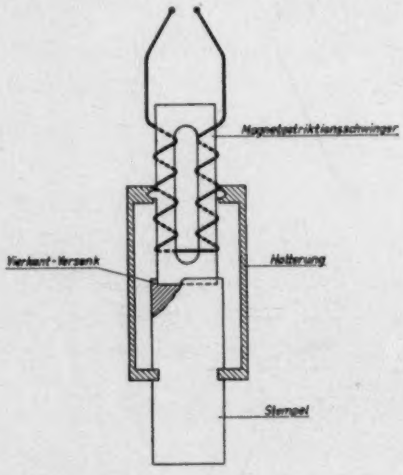


Abb. 1. Koppelschwinger für Ultraschall (Prinzipbild)

ist ein Schwingungsbauch. Bei richtiger Einpassung des Stempels findet eine nur durch die kleine Materialdämpfung des Stempels etwas verringerte Übertragung der Schallenergie von der Schwingerendfläche auf die freie Endfläche des Stempels statt.

[1]) Die Anregung hierzu wurde von W. GRANDJOT gegeben.

Man wählt das Stempelmaterial so, daß es den physikalischen und chemischen Erfordernissen entspricht. So wurden beispielsweise mit Erfolg keramische Stempel bei der Beschallung heißer Flüssigkeiten von mehreren 100° verwendet, also bei Temperaturen, bei denen Magnetostriktionsschwinger infolge Aufhörens der

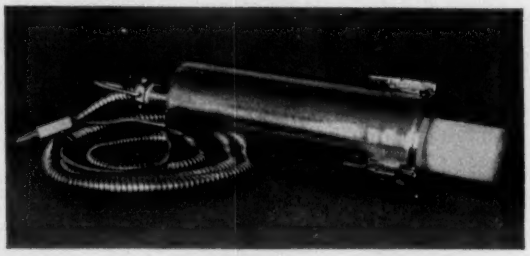


Abb. 2. Koppelschwinger (Photographie)

magnetischen Erscheinungen nicht mehr arbeiten.

Nach diesem Prinzip wurde für technische Zwecke ein Koppelschwinger gebaut (Abb. 2), bei dem an die Halterung des Stempels ein Kühlgehäuse für den Magnetostriktionsschwinger angesetzt ist, so daß der Magnetostriktionsschwinger ständig vom Kühlwasser umflossen wird. Diese Maßnahme schützt den Schwinger einerseits vor Strahlungswärme beim Einsetzen des Stempels in heiße Flüssigkeiten, andererseits erlaubt sie einen anhaltenden intensiven Betrieb des Schwingers, weil seine Verlustwärme abgeführt wird. Wählt man für den Stempel ein Material schlechter Wärmeleitung, wie z. B. Porzellan, so kann man über den Stempel in das zu beschallende Medium starke Schallenergien hineinbringen, ohne eine Zusatzerwärmung des Mediums durch Verlustwärme zu erhalten, eine Maßnahme, die oft von Wert ist[2]).

Auch erlaubt diese Bauweise des Koppelschwingers, bei Ultraschallfrequenzen anhaltend stärkere Schallfelder in Luft herzustellen, da eben die durch den schlechten Wirkungsgrad des Magnetostriktionsschwingers in Luft bedingten Wärmeverluste abgeführt werden. Eine interessante Demonstration solchen intensiven Luftschalls wurde mittels stehender Wellen bei einer Frequenz von 20000 Hz auf folgende Weise erhalten: Der Stempel wurde vom freien Ende längs seiner Achse bis zur Mitte mit einer 2 mm dicken Bohrung versehen und diese Bohrung dicht bei der Mitte seitlich herausgeführt. Dann wurde der Schwinger so aufgehängt, daß er nach unten strahlt. Läßt man durch diese Bohrung einen dünnen Wasserstrahl fließen, so wird er an der unteren Strahlfläche durch die Schwingungen sehr fein zerstäubt. Bringt man nun gegenüber der Strahlfläche eine feste Wand im Abstand $k \cdot \lambda/2$ ($k = 1, 2, 3, \ldots$) an, so bilden sich interessanterweise in den Knotenzonen der Bewegung stillstehende Wassertröpfchen, welche von einem dünnen Nebelschleier umgeben sind (Abb. 3). Es gelang auf diese Weise, Wassertropfen bis zu 1 cm Durchmesser zu sammeln, welche an den Knotenzonen als flache Teller oder Rosetten frei schwebten.

Ein weiterer interessanter Versuch mit diesem Schwinger ließ sich folgendermaßen anstellen: Es wurde beobachtet, daß bei einer Emulsions-

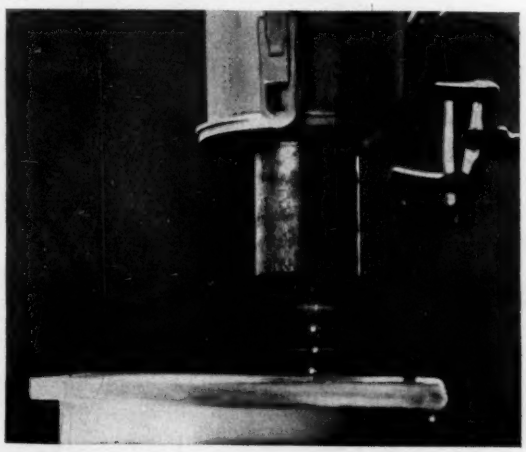


Abb. 3. Schwebende Wassertropfen im Luftschallfeld

aufbereitung von Öl in Wasser mittels Ultraschallwellen eine besonders intensive Emulsionsbildung dann stattfindet, wenn man die Schwingerstrahlfläche unmittelbar in die Nähe der Grenzschicht Öl — Wasser bringt. Läßt man den Stempel mit seiner Strahlfäche in Wasser

[2]) Auf diese Weise ist es auch möglich, rein kalorimetrisch eine Schalleistung zu bestimmen, da Verlustwärme nicht in Erscheinung tritt.

eintauchen und leitet durch die achsiale Bohrung des Schwingers ständig Öl zu, so ist in jedem Augenblick eine solche Grenzschicht an der Schwingerendfläche vorhanden, und es findet eine Emulsionsbildung statt, die viel intensiver ist als die sonst mit Ultraschallverfahren bekannte.

Zusammenfassend ergeben sich für den geschilderten Koppelschwinger folgende besonderen Anwendungsmöglichkeiten:

1. Beschallung von Flüssigkeiten bis zu Temperaturen von etwa 700°.
2. Beschallung von scharfen Säuren und Laugen.
3. Übertragung reiner Schalleistungen, bei denen Verlustwärme vermieden werden soll.
4. Erzeugung stärkerer Schallfelder von längerer Dauer in Luft oder Gasen.
5. Intensive Emulsionsbereitung.

(Eingegangen am 17. September 1942.)

Resonanzdaten der Vokalresonatoren

Von T. v. Tarnóczy

Atomphysikalisches Institut der Technischen Universität zu Budapest

(Mit 5 Textabbildungen)

Einführung

Die Erkennung der wichtigen Eigenschaften der Vokalresonatoren wird in erster Linie durch physikalische Untersuchungen der Vokale möglich.

Außer den Feststellungen der Formantorte (Resonanzfrequenzen) ist es neuerdings gelungen, den Zusammenhang einiger Formanten mit bestimmten Resonatoren festzulegen. Sovijärvi[1]) hat auch konstante Formanten gefunden (Brusthöhle und die zu ihr gehörenden Teile, auch die Nasenhöhle) außer den sich verändernden (Gaumen-, Mund-, und Lippenhöhle und deren Kombinationen).

Den Wert des Dekrements wollte man zuerst unmittelbar aus dem Abklingen ermitteln. Nach einer kurzen Bemerkung von S. Garten[2]) hat erst viel später W. Trendelenburg[3]) experimentelle Ergebnisse veröffentlicht. Diese Ergebnisse beziehen sich auf die niederen Formanten einiger Vokale. Bei den Untersuchungen geschah die Anregung der Mundhöhle natürlich von außen. Nach einer von Lewis[4]) empfohlenen Methode ist die während des Singens auftretende Höhenschwankung zur Feststellung der Resonanzbreite[5]) aus dem Obertonspektrum brauchbar. Mit dieser Methode haben Lewis und Tuthill[6]) zur selben Zeit, als ich meine Untersuchungen ausführte, die Resonanzbreite einiger amerikanisch-englischer Vokale bestimmt, aus der ebenfalls das Dekrement zu erhalten ist.

Die Frage der Koppelung der Höhlen ist numerisch sehr schwer zu erfassen. Weder die synthetischen Untersuchungen von Sir A. Paget[7]) noch das aus elektrischem Schwingungskreise aufgebaute Analogon von Stewart[8]) geben darüber Aufklärung. Sie erwähnten nur so viel, daß die Koppelungen lose sind. Dies ist auch die Meinung von W. Trendelenburg, der bei

[1]) Sovijärvi, Proc. 3. Internat. Congr. Phon. Sc. Ghent (1938), S. 407.

[2]) S. Garten, Abh. sächs. Akad. Wiss. math.-phys. Kl. 38 (1921).

[3]) W. Trendelenburg, S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 22 (1936), S. 308—321.

[4]) Don Lewis, J. acoust. Soc. Amer. 8 (1936), S. 91.

[5]) Die Resonanzbreite (Halbwertsbreite, frequency-band) wird im Falle von Energieresonanz bei 0,5fachem, im Falle von Amplitudenresonanz bei dem 0,707fachem Maximum gemessen.

[6]) D. Lewis-C. Tuthill, J. acoust. Soc. Amer. 11 (1940), S. 451.

[7]) Sir A. Paget, Proc. roy. Soc., Lond. A. CII. (1923), S. 752.

[8]) J. Q. Stewart, Nature, Lond. 110 (1922), S. 311.

der Untersuchung des Registerbruches feststellte, daß gewisse Störungen, die hier auftreten, nichts mit Kopplung zu tun haben[9]).

An diese Untersuchungen knüpft auch die vorliegende Arbeit an. Ihr Zweck ist, aus Vokalspektren die Resonanzkurve der Höhlen zu bestimmen und die Resonanzdaten aus den Kurven zu berechnen.

1. Das experimentelle Verfahren

Die Tonhöhenschwankung, auf die bereits LEWIS aufmerksam machte und die wie von anderen, so auch von mir bei meinen Aufnahmen ebenfalls zu beobachten war, schließt die Verwendung des automatisch-analytischen Verfahrens, welches mehrere Perioden zusammenfaßt, aus. Am besten entspricht dem Zwecke für die Durchführung der Arbeit die älteste Methode: Die gesprochenen oder gesungenen Tonschwingungen werden auf Film aufgenommen und die entsprechend ausgewählten Perioden analysiert.

Bei den Aufnahmen bediente ich mich eines Kristallmikrophons: „Brush". Die Versuchsperson sprach oder sang in einer kleinen, durch Watte gedämpften Nische in verschiedenen Entfernungen vom Mikrophon, wobei auf die Richtcharakteristik Rücksicht genommen wurde. Der Frequenzgang des Mikrophons ergab sich nach eigener Messung innerhalb von 50—10000 Hz mit $\pm$ 1 db als linear. Von der Nische aus führte ein kurzer abgeschirmter Draht nach dem außerhalb befindlichen zweistufigen Widerstandsverstärker. Daran wurde der mit dem AEG.-Kathodenstrahloszillograph zusammengebaute Verstärker angeschlossen. Verstärkung, lineare Verzerrung und Klirrfaktor der Zusammenstellung habe ich mit reiner Sinusspannung untersucht. Die Linearität des ganzen Systems zeigte sich zwischen 50—10000 Hz vollkommen ausreichend. Die Analyse des Schirmbildes ergab 2—3% Klirrfaktor. Die Verstärkung hielt ich während der Untersuchungen möglichst konstant und änderte eher den Abstand Versuchsperson — Mikrophon, je nach Tonstärke von 5—10 cm bis 60—80 cm, da nach den vorhergehenden Versuchen die Änderung der Distanz die Form des Tonbildes nicht beeinflußte. Die Lichtstärke des Oszillographen mit Nachbeschleunigung war bei guter Optik (1 : 2) auch zu Aufnahmen mit großer Filmgeschwindigkeit brauchbar. Da das Klangbild zur Analyse sich dann am besten eignet, wenn die Länge der Periode der Größe der Amplitude entspricht, mußte ich für die Aufnahme des normalstarken Frauensingtones mit 600 Hz die Filmgeschwindigkeit von 10—12 m/sec benützen. Das Zeitmaß war der Wechselstrom von 50 Perioden. Am Rande des Filmes fixierte ich nach dem Intensitätsverfahren die Hundertstelsekunden.

Während der Experimente (1939—1942) wurden von mir 7 Männer- und 7 Frauenstimmen, teils Opernsänger und -sängerinnen ausgewählt; ungefähr 400 Aufnahmen wurden angefertigt zum Teil über gesungene Vokale, über gutgewählte ungarische Wörter, und über das unmittelbare Abklingen der Mundhöhle. Von den Vokalen ein und derselben Person wurden mehrere Aufnahmen mit veränderter Höhe und Stärke gemacht. Darunter waren auch Aufnahmen von Tönen, die vom gesangstechnischen Standpunkt aus gesehen verschiedenartig erzeugt wurden.

Ich benützte bei der FOURIER-Analyse die RUNGE-Methode[10]) und vereinfachte die Arbeit durch Anwendung von Tabellen[11]).

Der Gesamtfehler der Amplitudenbestimmung ist im ungünstigsten Falle 8—10% der größten vorkommenden Amplitude[12]). Für die vorliegende Veröffentlichung ist das Ergebnis von beiläufig 120 Auswertungen benützt worden.

Nach HELMHOLTZ[13]) betrachten wir das Schwingen der Stimmritze als rein periodisch,

[9]) W. TRENDELENBURG, S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 1 (1938), S. 5—22, 21. S. 188 bis 226; Proc. 3. Internat. Congr. Phon. Sc. Ghent, (1938), S. 188.

[10]) C. RUNGE-H. KÖNIG, Vorlesungen über numerisches Rechnen, Berlin 1924.

[11]) HUSSMANN, Rechnerische Verfahren zur harm. Anal. und Synth., Berlin 1928; K. STUMFF, Tafeln und Aufgaben zur Periodenforschung, Berlin 1937; TEREBESI, Rechenschablonen zur harm. Anal. und Synth., Berlin 1930.

[12]) Nähere Angaben über Auswertungsverfahren und Fehlerabschätzung in: T. v. TARNÓCZY, Die akustische Struktur der ungarischen Vokale. Inst. lingu. gen. et phonet. Univ. P. P. Studia 2, Budapest 1941 (ung.).

[13]) Die amer. Verfasser nehmen die harm. Theorie (steady-state theory) nicht nach allen Gesichtspunkten an, sie bedienen sich bei der Erörterung der Vokalentstehung eher der HERMANNschen „nichtharm. Theorie". Dagegen hat F. TRENDELENBURG (Proc. 3. Internat. Congr. Phon. Sc. Ghent (1938), S. 128) bewiesen, daß die zwei Theorien im Grunde identisch seien, und daß die „nichtharmonische Theorie" in der Phonetik eine Nebenrolle habe.

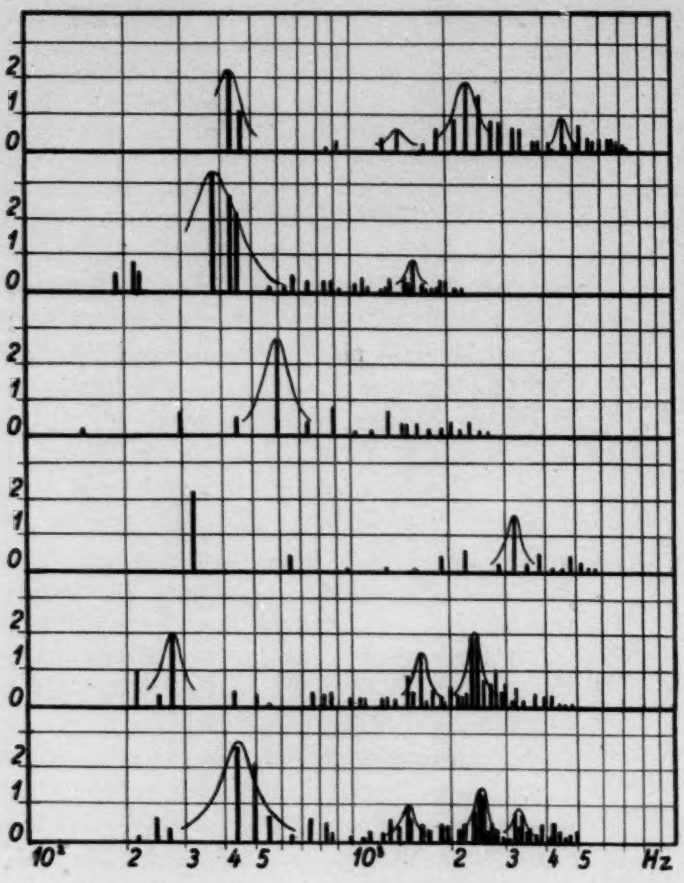


Abb. 1. Tonspektren

1. Aufn. 391 *a, b* V. Frauenstimme, gesprochenes *i* (430, 465 Hz)
2. Aufn. 511 *a, b, c* VII. Männerstimme, gesprochenes *ö* (190, 210, 225 Hz)
3. Aufn. 351 III. Männerstimme, gesungenes *á* (150 Hz)
4. Aufn. 189 I. Männerstimme, gesungenes *u* (322 Hz)
5. Aufn. 198 *a, b, c* I. Männerstimme, gesungenes *ö* (215, 246, 272 Hz)
6. Aufn. 190 *a, b, c* I. Männerstimme, gesungenes *ü* (212, 248, 272 Hz)

so daß seine FOURIER-Reihe aus vielen starken Obertönen besteht. Jede harmonische ist als eine „erregende Kraft" aufzufassen, welche die Höhlen anregt. Die Koppelung („Verbindung") beruht offenbar darauf, daß die verschiedenen Höhlen von der großen Energiequelle der Stimmbänder über eine lose Verbindung ohne wesentliche Rückwirkung Energie übernehmen. Das beweisen auch die schon erwähnten Registeruntersuchungen von W. TRENDELENBURG.

Die Druck-, oder die damit proportionale Geschwindigkeitsamplitude der in den Höhlen entstehenden erzwungenen Schwingungen ist für die entsprechende Stelle der Resonanzkurve der Höhle charakteristisch. Wenn wir die Stärke einer der erregenden Kräfte konstant halten, und gleichzeitig die Frequenz stetig verändern, so beschreiben die meßbaren Geschwindigkeitsamplituden die Resonanzkurve der Höhle. Unser Ziel sei diese $v(\omega)$-Funktion experimentell festzustellen.

Die Lösung der bekannten Differentialgleichung der erzwungenen Schwingung liefert $v(\omega)$ in der folgenden Form:

$$(1) \qquad v(\omega) = a \frac{\omega}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\,\delta^2\,\omega^2}},$$

wobei ω_0 die Eigenkreisfrequenz der Höhle, δ der Dämpfungskoeffizient und a der Proportionalitätsfaktor aus den entsprechenden Konstanten der Differentialgleichung sind.

1. Die Stelle des Resonanzmaximums (Formantenkern) ist ein Extremwert der erwähnten Funktion. Wenn wir anstatt δ das log. Dekrement

$$\Lambda = 2\,\pi\,\delta/\omega_0$$

einführen, wird die gesuchte Stelle durch

$$(2) \qquad \omega_r = \omega_0 \sqrt{1 - {}^1/_2 \left(\frac{\Lambda}{\pi}\right)^2}$$

gegeben. Bei den hier in Frage kommenden größten Dämpfungen kann man bei der Bestimmung der Resonanzstelle die Näherung $\omega_r = \omega_0$ mit einem Fehler von 3—4% einführen.

2. Das logarithmische Dekrement wird aus den Schnittpunkten ω_1 und ω_2 der $v(\omega)$-Kurve mit der $v = 0{,}707 \cdot v_{max}$-Geraden bestimmt.

$$(3) \qquad \Lambda = 2\,\pi \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1} = \pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0},$$

wobei $\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega$ die Resonanzbreite oder Halbwertsbreite ist.

3. Im Falle der Resonanz sei $\omega_r = \omega_0$ und $\omega = 2\,\pi\,\nu$, daraus folgt nach Gl. 1

$$(4) \qquad a = 2\,\nu\,\Lambda \cdot v_{max}.$$

Die $\Lambda \cdot v_{max}$-Werte verhelfen uns, wie noch später ersichtlich, zur teilweisen Aufklärung der erwähnten losen Koppelungen (Verbindungen).

2. Die Darstellung von $v(\omega)$.

Die Konstruktion $v(\omega)$ kann durch Verdichten der Spektrallinien geschehen. Zur Her-

stellung des dichten Spektrums benützte ich nur bei den gesprochenen Vokalen die LEWISsche Tonhöhenschwankung (1. und 2. Tonbild in der Abb. 4 und das 1. und 2. Spektrum in der Abb. 1). Die Tonhöhe der Vokale wurde stufenweise steigend gesungen[14]). Das Singen geschah im Dur- oder Moll-Dreiklang, im verminderten Septimklang, der aus kleinen Terzen aufgebaut wurde, oder auf den Stufen der Dur-Skala (5—9, 13—27 Tonbilder und die entsprechenden Spektren). Zur Untersuchung der höher liegenden Formanten im Falle eines tiefen Grundtones erwies sich die Verwendung eines Spektrums als genügend (3. Tonbild, 3. Spektrum).

Es ist eine wichtige Frage, ob es erlaubt ist, das auf diese Weise erhaltene mehrfache Linienspektrum mit einer stetigen Hüllkurve in eine Resonanzkurve zu verwandeln. Diese Frage muß von drei Gesichtspunkten her untersucht werden.

1. Wir kennen nicht genau die Proportionalität der erregenden Kräfte, d. h. die FOURIER-Reihe der Schwingungen der Stimmritze. Die Annahme von FLETCHER[15], wonach die Koeffizienten der Reihe mit irgendeiner Potenz des Index abnehmen, kann nicht ohne Kritik angenommen werden.

Analysieren wir die auf Grund der Schattenaufnahmen von W. TRENDELENBURG und W. HARTMANN[16]) angenommenen Stimmritzenschwingungen, so wird aus den auf diese Weise erhaltenen Werten sichtbar, daß, wenn der offene Zustand der Stimmritzen im Vergleich zum zeitlichen Ablauf der ganzen Periode hinreichend klein ist, die Schwingungsamplituden zweier aufeinanderfolgender Obertöne als annähernd gleich groß angenommen werden. Wir müssen uns zwar bemühen, die Resonanzkurven der einzelnen Höhlen mit ein und derselben erregenden Kraft abzutasten, wir begehen aber keinen großen Fehler, wenn die Ausbildung der Resonanzkurve von 2—3 benachbart liegenden erregenden Kräften mit beeinflußt wird.

2. Die Ergebnisse der Analyse der Tonbilder können auch als Funktion der Tonstärke, der Verstärkung und der optischen Vergrößerung große Abweichungen zeigen. Es kann vorkommen, daß die FOURIER-Reihe des auf dem Grundton (1) sehr stark gesungenen Vokals der Reihe nach die Obertöne von der Amplitude c_i' gibt; derselbe Vokal (2) höher und viel schwächer gesungen liefert dem absoluten Werte nach im Vergleich zum stark gesungenen Vokal viel kleinere c_i''-Amplituden (Abb. 2a).

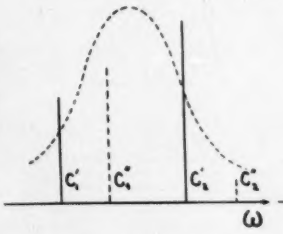


Abb. 2a

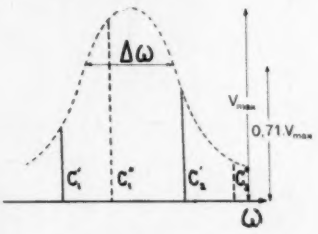


Abb. 2b

Bis jetzt erzielte man insofern einen Ausgleich, daß entweder die Amplitude des Grundtones, oder die des stärksten Obertones als Einheit gewählt wurde. Selbstverständlich konnte in keinem der Fälle der genaue Verlauf der Resonanzkurve erhalten werden. In beiden Fällen ergibt sich eine Verbreiterung der Kurve; die Resonanzfrequenz wird in seiner Lage undeutlich und die Dekrementwerte werden größer.

Der Wirklichkeit entsprechende Verhältnisse kann man nur erreichen, wenn alle Töne auf die gleiche Gesamtenergie reduziert werden. Das ist gleichbedeutend damit, daß die FOURIER-Koeffizienten, die wir bei der Analyse bekommen, der Reihe nach durch eine Zahl dividiert werden, die der Gesamtenergie der Kurve proportional ist. Die neuen reduzierten Koeffizienten sind:

$$C_i = \frac{c_i}{\sqrt{1/p \int_0^p y^2 \, dx}},$$

wobei p die Länge der Periode und $y = f(x)$ die Gleichung des Tonbildes ist. Die reduzierten C_i-Koeffizienten sind bereits für die

[14]) Wie auch W. TRENDELENBURG-J. STAHL, Arch. Sprach- u. Stimmheilphysiol. 2 (1938), S. 40.

[15]) H. FLETCHER, Speech and hearing. New-York 1929, S. 50.

[16]) W. TRENDELENBURG-W. HARTMANN, S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. 28 (1937), S. 391.

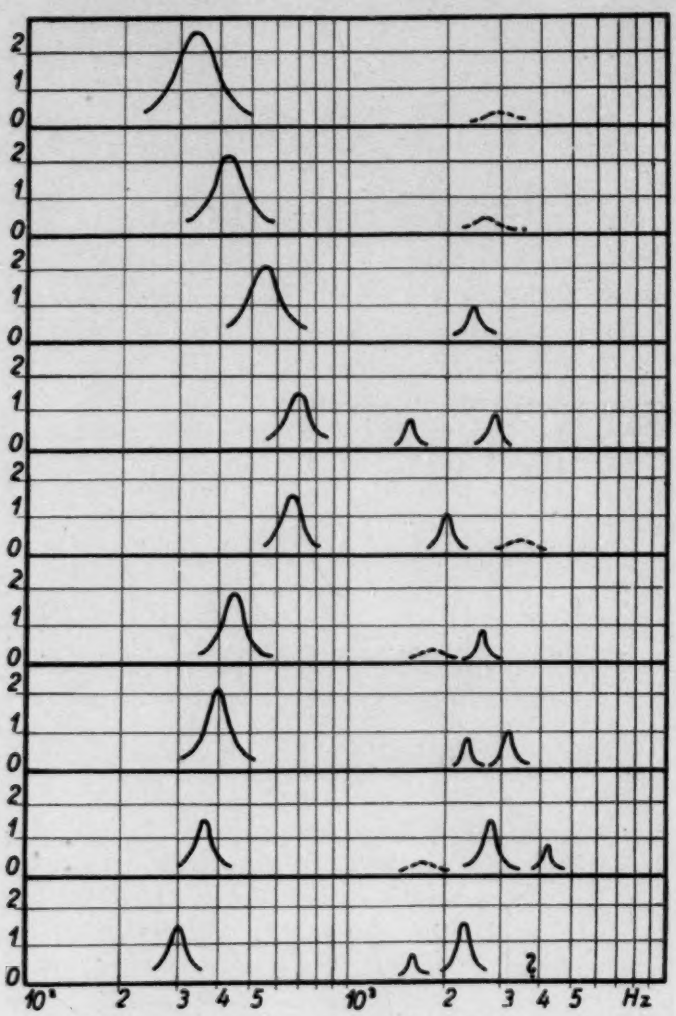


Abb. 3. Verlauf von Resonanzkurven bei Vokalen (ungarischer Aussprache). Von oben nach unten: *u*, *o*, *å*, *a*, *ε*, *e*, *ö*, *i*, *ü*

Darstellung der $v(\omega)$-Funktion geeignet (Abb. 2b).

3. Die Stärkenänderung des Grundtones kann auch aus einem anderen Gesichtspunkt gesehen Fehler verursachen: sie kann die spektrale Verteilung stören.

Der amerikanische Forscher STOUT[17]) teilte das Spektrum bei 1800 Hz in zwei Teile, untersuchte die Intensität beider, wobei er gleichzeitig die Höhe und Stärke des Grundtones änderte. Nach meinen Experimenten ist diese Wirkung geringfügiger als sie dort gefunden wurde und stört die Ergebnisse nicht. Verschiedene spektrale Verteilungen erhalten wir ausschließlich durch das Verändern der Höhe des Grundtones in erheblichem Maße. Die Eigenschaften der Resonanzhöhlen ändern sich dagegen auch dann nicht, und die Erörterung der Erscheinung ist einfach.

[17]) B. STOUT, J. acoust. Soc. Amer. 10 (1938), S. 137.

3. Ergebnisse

I.

Die Ergebnisse, die sich auf die Resonanzstellen beziehen, seien im folgenden zusammengefaßt.

1. Die Zahl der wesentlichen Formanten ist in der *u*-, *o*-, *å*-Vokalgruppe eins bzw. zwei. Der zweite Formant tritt entschieden nur bei *å* auf. Bei der Formung des *u* und *o* spielen im allgemeinen die oberen Formanten keine besondere Rolle.

Die nächste Gruppe der *a*-, *ε*-, *e*-Vokale besitzt zwei bzw. drei Formanten. Bei *ε* ist der dritte, bei *e* der zweite Formant nur unwesentlich, während bei *a* alle drei aufzufinden sind.

Bei der *ö*-, *i*-, *ü*-Gruppe taucht auch der vierte Formant auf, am entschiedensten bei *i*, wo aber der zweite Formant sich nicht immer genügend ausgebildet hat (siehe Abb. 3 und die 1. Tabelle).

Wie es auch SOVIJÄRVIS erwähnte Untersuchungen zeigen, ist die Zahl der gesamten Formanten noch größer, hier werden aber nur die Höhlen studiert, die bei der Ausbildung der Vokale eine wesentliche Rolle spielen. Wir ließen also die stetigen Formanten und ebenso die mit sehr kleinen v_{max}-Werten vorkommenden Werte außer acht. Bei der Bildung der ungarischen Vokale ist die Nasenhöhle stets geschlossen, andere Höhlen übernehmen entweder sehr wenig Energie von der Stimmritze oder sie haben eine sehr große Dämpfung (z. B. die oberen Formanten von *u* und *o*).

Die Tabelle 1 zeigt die Stellen der Formantbereiche, die wir aus den bearbeiteten Spektren bekommen.

2. Es kann der Fall vorkommen, daß die Resonanzstelle einer Höhle eben zwischen zwei Obertöne — z. B. den Grundton und seine Oktave — fällt. In diesen Fällen entsteht die erwähnte Proportionsveränderung in der In-

Tabelle 1
Die Formantenbereiche der Vokale

Vok.	1.	2.	3.	4.
u	280—380	—	(2800—3000)	—
o	380—480	—	(2500—2700)	—
å	480—640	—	2400—2600	—
a	600—800	1200—1600	2600—2800	—
ɛ	600—700	1600—2400	(3000—3400)	—
e	350—500	(1600—1800)	2400—2800	—
ö	350—450	1800—2600	3000—3200	—
i	320—450	(1600—2000)	2400—3200	4000—
ü	250—350	1600—1800	2200—2700	?

tensitätsverteilung zugunsten der oberen Formanten. Es können sich sogar in solchen Fällen die sonst nicht einmal auftauchenden oberen Formanten bedeutend verstärken und als Ersatzformanten auftreten.

Solche sind die hohen Formanten von *u* und *o*. Das 4. Tonbild und Spektrum zeigen ein solches *u*, während der Grundton des 12. Tonbildes eben die Eigenfrequenz der Höhle ist, die Kurve also fast sinusförmig.

3. Bei hoch gesungenen Tönen fällt der Grundton über den ersten Formant. Es ist nun fraglich, was in solchen Fällen das Gepräge der Vokale sichert. Nach einigen sich auf die Frage beziehenden Untersuchungen ist es wahrscheinlich, daß der Charakter im Falle des Auftretens der Ersatzformanten verbleibt. Dies kam eher bei Männerstimmen vor, bei hohen Frauenstimmen habe ich rein gesungenes *u* und *o* kaum gefunden. Es hängt viel von der Veränderungsmöglichkeit der Höhlen ab, und das ist eine individuelle Eigenschaft. Mit der Veränderung der Höhlen entstehen die gedeckten und offenen Vokalcharaktere. Einige Untersuchungen zeigten, daß sich die Intensitätsverteilung im ersteren Falle zugunsten der unteren, im letzteren zugunsten der oberen Formanten verschiebt. In diesem Falle ändert sich zuerst die Koppelung der Höhlen zu den Stimmritzen.

II.

Ich habe die Resonanzbreite ($\Delta\omega$) der Funktion $v(\omega)$ und daraus das log. Dekrement (Λ) nach stetig ergänzten Spektren festgestellt[18]). Die folgende Tabelle zeigt die auf Vokal *ü* bekommenen Werte.

Tabelle 2

Nummer	1.		2.		3.	
	ν_0	Λ	ν_0	Λ	ν_0	Λ
190	270	0,45	1620	0,3	2400	0,26
239	265	0,56	2100	0,24	2700	0,25
512	—	—	1500	0,3	—	—
204	—	—	1700	0,45	2400	0,27
293	360	0,5	—	—	2500	0,38
572	340	0,4	1700	0,3	—	—
Mittelwerte	310	0,48	1730	0,32	2500	0,29

Bemerkung: Den Vokal Nr. 190 zeigen die Tonbilder 7—9, ihre Daten das 5. Spektrum.

Aus den Λ-Werten kann man auch die Abklingungszeit[19]) der der Höhlen berechnen. Die Mittelwerte der Ergebnisse, die ich für alle Vokale bekommen habe, zeigen die Werte der 3. Tabelle.

Die deutliche Trennung der vier Formant- und der drei Vokalgruppen ist auch aus dem Unterschied der Abklingungszeit sichtbar.

Die erhaltenen Dämpfungswerte sind 3 bis 4 mal größer als die, welche W. Trendelenburg gefunden hat. Den Grund können wir in mehreren Tatsachen suchen.

1. Bei der unmittelbaren Untersuchung geschah die Erregung von außen. Werden die Höhlen mit der Tonquelle durch die Mundöffnung verbunden, so sind die Untersuchungsverhältnisse ganz andere als bei Erregung durch die Stimmritze. Um dies zu kontrollieren, habe ich von der abklingenden Schwingung solche Aufnahmen gemacht, bei denen die Erregung in der Mundöffnung geschah.

2. Beim Singen ist infolge des Öffnens und Schließens der Stimmritze das Verhältnis ein wesentlich anderes als beim ruhigen Atemholen. Nach Garten[20]) spielen die Höhlen beim Atmen die Rolle eines an beiden Enden offenen Schlauches, beim Singen aber während

[18]) $\Lambda = \pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ wobei statt ω_r, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ mit 3—4% Genauigkeit setzen kann.

[19]) Die Zeit, während der die Amplitude der gedämpften freien Schwingung auf ein Tausendstel abnimmt

$$\tau = \frac{6{\cdot}92}{\Lambda \cdot \nu_0} \text{ sec}.$$

[20]) S. Garten, a. a. O., S. 19—20.

Tabelle 3

Die Resonanzdaten der Vokalresonatoren

	1.			2.			3.			4.		
	ν_0	A	$\tau \cdot 10^2$ sec	ν_0	A	$\tau \cdot 10^2$sec	ν_0	A	$\tau \cdot 10^2$ sec	ν_0	A	$\tau \cdot 10^2$
u	330	1,4*	1,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—
o	430	1,2	1,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—
â	540	1,0	1,4	—	—	—	2500	0,35	0,83	—	—	—
a	700	0,6	1,8	1400	0,4	1,3	2800	0,28*	0,91	—	—	—
ɛ	650	0,6*	1,9	2000	0·3	1,2	—	—	—	—	—	—
e	430	0,75	2,3	—	—	—	2600	0,35	0,8	—	—	—
ö	400	0,45	3,8	2200	0,3	1,1	3000	0,25*	0,95	—	—	—
i	380	0,45	4,3	—	—	—	2800	0,3	0,85	4000	0,3	0,6
ü	300	0,48	5,2	1700	0,32	1,3	2500	0,29	0,98	?	0,25*	—

Bemerkung: Zur Berechnung der Werte mit * standen mir nur ein oder zwei Spektren zur Verfügung.

der größten Zeit der Periode eines an einem Ende geschlossenen Schlauches.

Das ist anders wie bei der Pfeife, wo der geschlossene Zustand gerade einen um eine Oktave höheren Ton erzeugt. Wir können die Erscheinung viel klarer begründen, wenn wir die Resonanzfrequenz der Mundhöhle wie beim HELMHOLTZ-Resonator aus der THOMSONschen Formel ableiten[21]). Man kann leicht einsehen, daß die Gegenwart einer neuen, anderen Öffnung (der offene Zustand der Stimmritze) die Resonanzfrequenz hebt. Zur Vereinfachung des Ausdruckes für die Formel nehmen wir eine kreisförmige Öffnung (ohne Hals) an. Dann wird

$$\nu_0 = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{2R}{V}},$$

wobei R der Kreisradius, und V das eingeschlossene Volumen der Resonatorhöhle ist. Bei Verdoppelung des Durchmessers wächst die Eigenfrequenz um das $\sqrt{2}$-fache.

Die Eigenfrequenzen liegen also beim Atmen tatsächlich höher als beim Singen. Andererseits schwankt während des Singens die Resonanzstelle (der Formantenkern) während einer Periode entsprechend dem offenen und geschlossenen Zustande. Diese Erscheinung hat aus dem Gesichtspunkte der Feststellung der Resonanzstelle keine praktische Bedeutung, weil man zu ihrer Feststellung wenigstens eine volle Periode benützen muß. Wir können aber die Tatsache festhalten, daß eine auch noch so kleine periodische Verschiebung der Resonanzstelle die Resonanzkurve entsprechend verbreitert. Bei Falsett öffnen sich — wie man es mit Kehlkopfspiegel kontrollieren kann — die Stimmlippen nur ungefähr bis zu einem Drittel im Gegensatz zur totalen Längsschwingung der Bruststimme, und ist darum eine weitere Verschiebung der Resonanzstellen und Dekremente zu erwarten. Ich habe, um diese Frage zu entscheiden, Untersuchungen angestellt.

3. Bei stufenweise gesungenen Vokalen kann sich wegen der feinen Veränderungsmöglichkeit der Höhlen die Resonanzstelle ein wenig von ihrer Stelle verschieben. Auch dadurch werden die Resonanzkurven breiter. Die Bewegung geschieht immer so, als ob der nächste Oberton die Resonanzstelle ein wenig an sich ziehen würde.

Der 11. Oberton (bei 2376 Hz) des Grundtones von 216 Hz zeigte sich an der Stelle des dritten Formantes mit derselben Amplitude, wie der 10. Oberton (bei 2480 Hz) des Grundtones von 248 Hz (siehe Abb. 1., 5. Spektrum). Wenn dieser Unterschied von 100 Hz in der Tat einer solchen Verstimmung entspricht, dann hat letztere das Dekrement auf das Doppelte erhöht.

III.

Die Wände der Resonatorhöhlen verfügen über verschiedene Absorptionskoeffizienten: darin ist die Ursache der verschiedenartigen Dekremente der einzelnen Höhlen zu suchen. Die Veränderungsfähigkeit der Höhlen läßt jedoch zu, daß dieselbe Höhle mit verschiedenem Dekrement und verschiedener Eigen-

[21]) F. TRENDELENBURG, Akustik, Berlin 1939, S. 162—164.

frequenz in Aktion tritt. Zum Vergleich wollen wir die verschiedenen Formanten des *u* und *ü* betrachten. Der tiefe Formant des *u* ist wesentlich stärker gedämpft als derjenige des ihm verwandten *ü*. Das kommt höchstwahrscheinlich dadurch zustande, daß das *u* im wesentlichen nur einen Formant hat, wobei die weichen Wandteile in der großen Rachen-Hintermundhöhle locker bleiben. Das *ü* hat aber mehrere Formanten: in der Hintermundhöhle entsteht der zweite, in der Vormundhöhle der dritte, und wahrscheinlich ergibt sich auch ein vierter Formant. Infolgedessen muß die Rachenhöhle sich ziemlich erweitern, damit sie durch ihr inneres Fassungsvermögen allein den mit *u* wesentlich übereinstimmenden Eigenfrequenzwert garantieren kann. Bei der Erweiterung spannen sich die weichen Wandteile, und deshalb wird das Dekrement niedriger.

Mit ähnlichen Erwägungen können wir dieses Ergebnis auch auf die anderen Vokale übertragen.

Die erste Formantgruppe wird im allgemeinen durch die Resonanzen der Rachenhöhle geliefert, der zweite und dritte Formant entsteht durch die Zweiteilung der Mundhöhle (durch die Zunge), während als vermutlicher Entstehungsort eines vierten Formantes die Lippenhöhle oder die Unterzungenhöhle in Frage kommen kann.

Durch die Dekremente werden, wenn gleichzeitig die erregenden Kräfte bekannt sind, die v_{max} festgesetzt (siehe Abb. 2 und 3). Es kann jedoch vorkommen, daß die Formanten gleichen Dekrementes doch verschiedene v_{max}-Werte erreichen, je nachdem mehr oder weniger Anteil der ursprünglichen Energie der Stimmritze in die betreffende Höhle gelangt, z. B. wenn sich die Höhle entweder in der Nähe oder in einiger Entfernung von der Tonquelle befindet. Diese Beziehung haben wir als die Verbindung der Höhlen zu der Stimmritze bezeichnet, zu deren Kenntnis die Angabe der charakteristischen $\Lambda \cdot v_{max}$-Werte erforderlich ist. Die v_{max}-Werte kann man aus Abb. 3. ablesen.

Durch Vergleich der Daten wird ersichtlich, daß die verhältnismäßig stärkste Verbindung zwischen Rachenhöhle und der Stimmritze bei der Gruppe *u*, *o*, *å* besteht. Bei den anderen Gruppen wird die Verbindung dieser Höhle noch loser und sinkt bis auf ein Drittel des Wertes der vorhin genannten stärksten Verbindung.

Die Verbindung des dritten Formantes der *ö*-, *i*-, *ü*-Gruppe ist auch nicht wesentlich kleiner. Als Grund wäre hierfür der Strahlungswiderstand der Mundöffnung anzunehmen: der Wirkungsgrad ist bei der Ausstrahlung der höheren Frequenzen durch die Mundöffnung viel größer[22]).

4. Die Kontrolluntersuchungen

Die erwähnten Kontrolluntersuchungen führte ich im Jahre 1942 in zwei Teilen aus. Das von BÉKÉSY[23]) beschriebene Funkenknallverfahren erwies sich als zweckmäßig. Zwar gelang es mir nicht, die störende Wirkung des bei der Entladung entstehenden Grundtones während der Untersuchungen ganz zu beseitigen (Abb. 4. Bilder 10a u. 10b). Die Versuchsperson hat die schmale Sonde über die Zunge ungefähr bis zur Mitte der Mundhöhle eingeführt, und sie hat die richtige Höhleneinstellung durch vorheriges Singen der Vokale kontrolliert.

Die Ergebnisse dieser Experimente zeigt die 4. Tabelle.

Tabelle 4

Vok.	ν_0	Λ	$\tau \cdot 10^2$ sec
o	680	0,8	1,4
a	820	0,38	2,35
ε	980	0,45	1,65
i	1360	0,53	0,93
i	1260	0,34	1,65

Natürlich konnten wir nur solche Vokale wählen, wobei die Mundöffnung groß genug ist und die Zunge sich nicht zu sehr nach oben verschiebt, weil sie sonst das Experiment stört. Deshalb befassen wir uns nicht mit den Ergebnissen, die wir mit *i* bekommen haben. Man konnte die ersten Formanten der anderen drei Vokale *o*, *a*, *ε* aus den abklingenden Schwingungen bestimmen. Die Resonanzstelle liegt ungefähr um 50% höher, das Dekrement

[22]) J. DE BOER-K. DE BOER, Philips techn. Rdsch. 5 (1940), S. 6.

[23]) G. v. BÉKÉSY, Akust. Z. 2 (1937), S. 223.

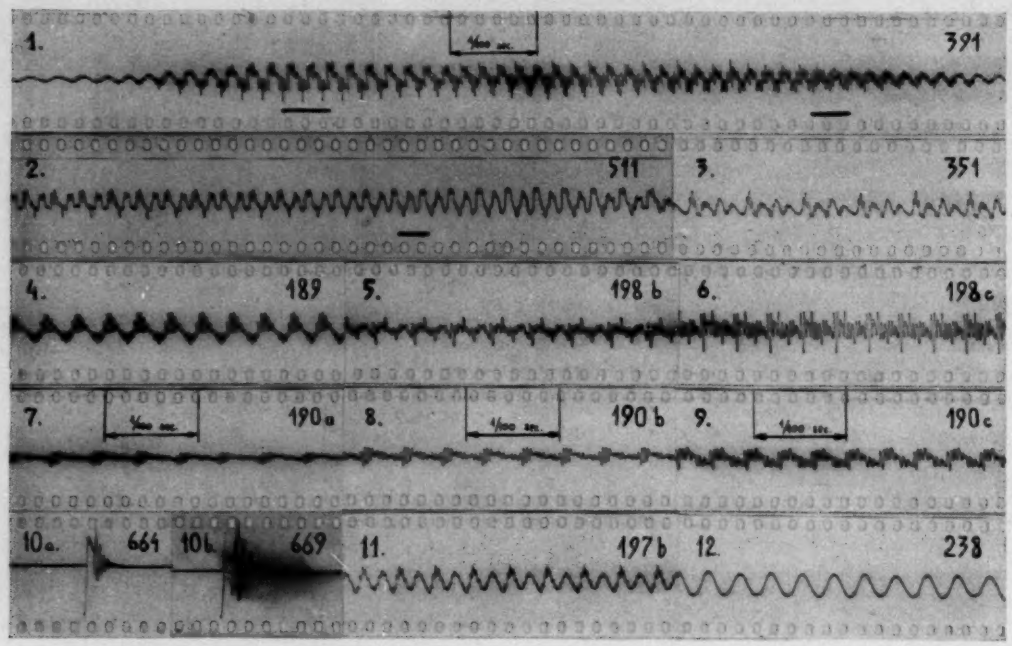


Abb. 4. 1—9 Daten bei Abb. 1

10a Abklingaufnahme des *i* (I. Männerstimme), 10b Abklingaufnahme des *ε* (I. Männerstimme)
11 Gesungenes *o* (248 Hz, I. Männerst.), 12 Gesungenes *u* (298 Hz, III. Frauenst.)

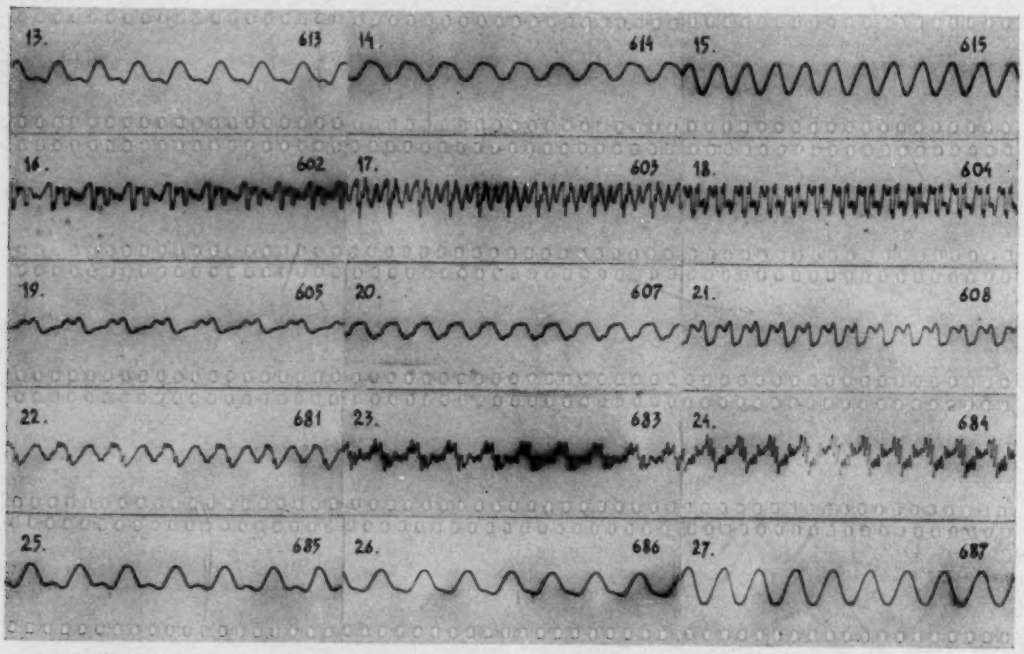


Abb. 5

13—15 Kopfstimme des *u* (133, 156, 177 Hz, I. Mst.), 16—18 Bruststimme des *a* (168, 232, 252 Hz, I. Mst.),
19—21 Kopfstimme des *a* (146, 213, 246 Hz, I. Mst.), 22—24 Bruststimme dss *ö* (128, 178, 210 Hz, I. Mst.),
25—27 Kopfstimme des *ö* (135, 153, 178 Hz, I. Mst.)

ist um eben so viel kleiner als bei den gesungenen Vokalen. Die Formantstellen entsprechen der Erwartung und stimmen mit W. TRENDELENBURGS Ergebnissen überein. Aber die Dekrementwerte der so erregten Höhlen sind noch immer etwa 2 mal so groß als die der Höhlen, die von vorn erregt werden. Mit demselben Funkenknall habe ich die Erregung auch vor der Mundhöhle versucht, aber der Grundton der Entladung war so störend, daß man nur aus der abklingenden Zeit auf das Dekrement rückschließen konnte. Diese Werte näherten sich ziemlich denen W. TRENDELENBURGS. Mehrere ähnliche Untersuchungen sind im Gange.

Wir können also auf Grund der Abklinguntersuchungen die Feststellung machen, daß unsere Vorstellung tatsächlich richtig ist: der offene oder geschlossene Zustand der Stimmritze ergibt andere Dekrementwerte. Größer ist aber der Unterschied, welcher neben gleichen Stimmritzestellungen von verschiedenen Erregungsstellungen verursacht wird.

In der zweiten Hälfte der Untersuchungen verglich ich die in Brust- und Kopfstimme gesungenen Vokale ein und derselben Versuchsperson. Nach den Ergebnissen sind die in Kopfstimme gesungenen Formanten um 15 bis 20% tiefer, aber die Dekremente sind teils wider Erwarten größer im Vergleich zu den in Bruststimme gesungenen Vokalen. Das heißt, daß die Stimmritze bei der Kopfstimme kleiner ist als bei der Bruststimme, die Öffnungszeit dagegen etwas größer. Das ist auch aus den Schattenaufnahmen von W. TRENDELENBURG ersichtlich, da die Kopfstimmen im allgemeinen höher liegen.

Ich habe im Laufe der Untersuchungen die interessante Erscheinung beobachtet, daß der Grundton bei einem in Kopfstimme gesungenen Vokal immer mit großer Intensität auftritt, so daß alle Vokale rein sinusförmig sein können, wie das *u* bei der Bruststimme, wenn sie in richtig gewählten Höhen gesungen werden (Abb. 5). Das ist gleichbedeutend damit, daß die Vokale der Kopfstimme nie ganz reinen Charakter haben können.

Zusammenfassung

Durch eine Teilton-Verdichtung der Linienspektren ist es unter gewissen Bedingungen gelungen, die Resonanzkurven der Vokalresonatoren (obere Höhlen) zu konstruieren. Diese Möglichkeit wurde in erster Linie durch Reduktion auf gleiche Gesamtenergie geschaffen. Aus Resonanzkurven konnten wir die Resonanzdaten der Höhlen festsetzen. Zur Kontrolle der Ergebnisse habe ich auch Abklingaufnahmen mit Funkenknallverfahren angestellt. Folgende Ergebnisse wurden erzielt:

1. Die 1. Tabelle zeigt die Eigenfrequenz der Höhlen für den Fall des gesungenen und gesprochenen Tones. Bei Kopfstimme liegen die Formanten etwa 15—20% tiefer, bei ruhigem Atemholen (Funkenknall) etwa 50% höher. Als Grund können wir hierfür folgendes anführen: beim ruhigen Atmen ist die Stimmritze vollständig geöffnet, beim gesprochenen oder gesungenen Ton (Bruststimme) dagegen nur während eines kleinen Zeitabschnittes der Periode, ferner ist bei der Kopfstimme eine Längenabnahme der schwingenden Stimmlippen festzustellen.

2. In der 3. und 4. Tabelle sind die Dekrementwerte aufgeführt. Die aus den Resonanzkurven erhaltenen Dekremente sind sowohl bei der Brust- als auch bei der Kopfstimme verhältnismäßig groß. Zwei Drittel dieser Werte entfällt, wie aus dem Abklingaufnahmen hervorgeht, bei den innen erregten Höhlen auf die unteren Formanten, während dieser Anteil bei von außen erregten Höhlen noch geringer ist. Auf Grund der bisher bekannten Abklinguntersuchungen erhaltene und aus den Resonanzkurven bestimmte Dekrementwerte weichen hauptsächlich aller Wahrscheinlichkeit nach deswegen voneinander ab, weil die Erregung im ersten Falle stets vor der Mundhöhle geschah.

3. Aus der Höhe der Resonanzkurven kann man auf die Verbindung (Koppelung) der Höhlen mit der Stimmritze schließen.

Den Herrn Professoren Z. BAY, G. v. BÉKÉSY und I. MOLNÁR danke ich sehr für ihre Hilfe und wertvolle Ratschläge bei der Ausführung der Arbeit. Weitere Untersuchungen sind im Gange.

(Eingegangen am 9. November 1942.)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Karl Patermann

240.

Deutsches Patent Nr. 702071, patentiert vom 12. 9. 35, ausgegeben am 29. 1. 41

Siemens & Halske A.G. in Berlin-Siemensstadt

Kohlemikrophon nach dem Querstromprinzip mit konzentrisch angeordneten Elektroden

Die Erfindung betrifft Kohlemikrophone mit senkrecht oder annähernd senkrecht zur Bewegungsrichtung der Membran verlaufenden Stromlinien, also sog. Querstrommikrophone mit konzentrischer Anordnung der Elektroden. Sie bezweckt, die Übertragungsgüte der Mikrophone zu verbessern bei einer von der jeweiligen Gebrauchslage des Mikrophons unabhängigen gleichmäßigen Wirkung. Dies wird dadurch erreicht, daß die wirksame Grießstrecke des Mikrophons durch Isolierstücke in radial verlaufende Strombahnen untereinander und in sich gleichen Querschnittes zur Vermeidung nichtlinearer Verzerrungen unterteilt ist und durch den starren Mittelteil einer vorzugsweise als Formmembran ausgebildeten Membran überall mit dem jeweils gleichen Druck gesteuert wird.

241.

Deutsches Patent Nr. 702072, patentiert vom 18. 3. 36, ausgegeben am 29. 1. 41

Siemens & Halske A.G. in Berlin-Siemensstadt

Kohlemikrophon

Die Erfindung besteht darin, daß ein zwischen den Elektroden angeordneter Isolierkörper der Membran gegenüberliegende Schneiden bildet, so daß sich der Stromweg aus hintereinanderliegenden Abschnitten großer und geringer Stromdichte zusammensetzt, und daß die Abschnitte großer Stromdichte zwecks vollkommener Durchsteuerung bis zu einer durch den Membranausschlag und die mindestnotwendige Kohleschicht gegebenen Grenze verengt sind.

242.

Deutsches Patent Nr. 702073, patentiert vom 23. 3. 37, ausgegeben am 30. 1. 41

Hagenuk Hanseatische Apparatebau-Ges. Neufeldt & Kuhnke G. m. b. H. in Kiel

Piezoelektrisches Kristallgebilde zur Schallaufnahme und Schallwiedergabe

Piezoelektrisches Kristallgebilde zur Schallaufnahme und Schallwiedergabe, das auf Biegung beansprucht wird und aus einem Vielfachen von zwei Platten besteht, dadurch gekennzeichnet, daß die untereinander fest verbundenen Platten je nach ihrem Abstand von der neutralen Faser des Gesamtgebildes derart verschieden dick bemessen sind, daß beim Anlegen einer bestimmten elektrischen Spannung an die Plattenelektroden die Platten mit größerem Abstand von der neutralen Faser sich stärker dehnen und stauchen, so daß das Gesamtgebilde eine einheitliche Durchbiegung erleidet, während umgekehrt bei einer mechanischen Durchbiegung des Gesamtgebildes die einzelnen Platten trotz ihrer verschiedenen Dehnung und Stauchung jeweils die gleiche elektrische Spannung abgeben.

342.

Deutsches Patent Nr. 702103, patentiert vom 1. 4. 38, ausgegeben am 30. 1. 41

Electroacustic G. m. b. H. in Kiel;

Erfinder Dr. Heinrich Hecht und Dr. Ulrich John

Einrichtung zum einseitig gerichteten Senden eines allseitig begrenzten Schallstrahles

Gemäß der Erfindung besteht die Einrichtung zum einseitig gerichteten Senden eines allseitig begrenzten Schallstrahles darin, daß Schallsender, deren Durchmesser kleiner als $\frac{\pi}{4}$ sind, in einer geometrisch einfachen Form auf einem gemeinsamen Träger derart in zwei zur Schallstrahlrichtung senkrechten Ebenen, die bezüglich der Schallstrahlrichtung voneinander einen Abstand von $\frac{\pi}{4}$ haben, angeordnet sind, daß die in ein und derselben Ebene liegenden Sender konzentrische Gruppen bilden, wobei der Abstand zweier homologer Punkte zweier benachbarter Gruppen ein und derselben Ebene $\frac{\pi}{2}$ oder ein ungradzahlig Vielfaches von $\frac{\pi}{2}$ beträgt, der Abstand zweier benachbarter Sender ein und derselben Gruppe möglichst klein, aber größer als der Durchmesser eines Schallsenders ist und die Sender jeder Gruppe der einen Ebene auf Lücke zu den Sendern der zugehörigen Gruppe der anderen Ebene stehen, wobei die in der bezüglich der Schallrichtung hinteren Ebene liegenden Sender mit einer Phasenvoreilung von $\frac{\pi}{4}$ betrieben werden.

244.

Deutsches Patent Nr. 702298, patentiert vom 24. 11. 38, ausgegeben am 4. 2. 41

Allgemeine Elektricitäts-Ges. in Berlin;

Erfinder Dipl.-Ing. Eduard Schüller

Hör- oder Sprechkopf zur Längsmagnetisierung von bandförmigen Tonaufzeichnungsträgern nach dem Gegentaktverfahren

Die Erfindung dient der Verbesserung der Dynamik (Aufzeichnungspegel) durch besondere Justie-

rung des Kopfes. Der neue Hör- oder Sprechkopf besteht aus je zwei zu verschiedenen Einzelköpfen gehörenden Kernteilen, die unter Einfügung einer Abschirmplatte fest miteinander verbunden sind, so daß sie beim spiegelbildlichen Zusammenfügen mit den beiden anderen Kernteilen einen genau fluchtenden gemeinsamen Arbeitsluftspalt bilden.

245.

Deutsches Patent Nr. 702321 patentiert vom 8. 8. 35, ausgegeben am 5. 2. 41

Electroacustic G. m. b. H. in Kiel

Zeitmeßvorrichtung für Echolotanlagen

Zusatz zum DRP. 695495 vom 19. 2. 35

Im Hauptpatent ist eine Zeitmeßvorrichtung für Echolotanlagen dargestellt, bei der auf einer Skala durch einen Lichtstrahl, der infolge Ablenkung durch einen Kippspiegel an einem Spalt vorüberstreicht, ein Lichtblitz erzeugt wird. Gegenstand des Zusatzpatentes ist ein Lichtzeigergerät mit ständiger Aufnahmebereitschaft und mit hohem Auflösungsvermögen. Der wesentliche Gedanke der Erfindung ist, daß für die Markierung eines und desselben Zeitpunktes nicht nur der bei der Ablenkung des Kippspiegels aus seiner Ruhelage auftretende Lichtblitz verwendet wird, sondern auch der bei der Rückstellung auftretende.

246.

Deutsches Patent Nr. 702345, patentiert vom 6. 5. 36, ausgegeben am 5. 2. 41

Allgemeine Elektricitäts.-Ges. in Berlin;
Erfinder Dipl.-Ing. Eduard Schüller

Antriebsvorrichtung für Geräte zur magnetischen Schallaufzeichnung

Antriebsvorrichtung für Geräte zur magnetischen Schallaufzeichnung mit bandförmigem Magnetogrammträger, bei der die Vorrats- und die Aufwickelspule durch eine Reibrolle angetrieben werden, die an je einer Stelle am Umfange des Bandwickels fest anliegt, dadurch gekennzeichnet, daß für die beiden Filmspulen nur eine gemeinsame ortsfest gelagerte Antriebsrolle und außerdem weitere Rollen vorgesehen sind, derart, daß jeder Bandwickel zwischen insgesamt drei Rollen eingespannt ist.

247.

Deutsches Patent Nr. 702400, patentiert vom 7. 2. 39, ausgegeben am 6. 2. 41

Dr. Steeg u. Reuter G. m. b. H. in Bad Homburg v. d. Höhe;

Erfinder: Paul Beerwald und Hartmut Keller

Piezoelektrisches Schallumsatzgerät

Die Übertragung von Kristallschwingungen auf die Lautsprechermembran mit Hilfe eines Hebels bietet gewisse Vorteile, sie hat aber auch Nachteile, die durch die Lagerung der Hebelachsen verursacht wird. Die Nachteile lassen sich vermeiden. Hierzu werden zwei Kristallelemente benutzt, deren Elektroden so geschaltet sind, daß ihre freien Kanten durch die Spannungsschwankungen in entgegengesetzter Richtung bewegt werden. An diesen Kanten ist der übertragende Hebel so befestigt, daß er um den freien Drehpunkt schwingen kann. Es fehlt also jegliche Hebelübertragung.

248.

Deutsches Patent Nr. 702451, patentiert vom 20. 11. 35, ausgegeben am 7. 2. 41

Joseph Massolle G. m. b. H. und Joseph Massolle in Großglienicke über Berlin-Kladow

Einseitig leitend belegte Membran für elektrostatische Mikrophone oder Telephone

Einseitig leitend belegte Membran für elektrostatische Mikrophone oder Telephone, deren leitender Belag der festen Kapazitätsfläche abgewandt ist, welche durch über ihre Fläche verteilte Abstützungen getragen wird, dadurch gekennzeichnet, daß die elektrische Leitfähigkeit der Membran gegenüber den Membranabstützungen vermindert ist, vorzugsweise indem die leitende Schicht auf diejenigen Membranflächenteile beschränkt ist, die den wirksamen Kapazitätsflächen gegenüberliegen.

249.

Deutsches Patent Nr. 702723, patentiert vom 8. 11. 36, ausgegeben am 14. 2. 41

Dr. Heinrich Prüfer in Wien

Lautschriftträger

Lautschriftträger, dessen zum Einschneiden der Schallrillen bestimmte Schicht aus Gelatine oder Leim, gegebenenfalls mit einem Zusatz von nicht trocknenden öligen oder fetten Stoffen besteht und nach Quellung schmelzbar ist, dadurch gekennzeichnet, daß die Aufzeichnungsschicht wasserlösliche oder -quellbare harzartige Kondensationsprodukte von Aldehyden enthält.

250.

Deutsches Patent Nr. 702967, patentiert vom 15. 3. 38, ausgegeben am 20. 2. 41

Ernst Bergmann in Karlsruhe, Baden

Verfahren zur Aufnahme und Wiedergabe von Lichttonaufzeichnungen

Die Erfindung geht aus von einem Verfahren zur Aufnahme und Wiedergabe von Lichttonaufzeichnungen, bei dem Ton- und Steuerfrequenzen innerhalb der gleichen oder parallel zueinander verlaufenden Aufzeichnungsspuren auf einem blattförmigen, durchsichtigen oder undurchsichtigen Träger aufge-

zeichnet sind. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Bewegung des Aufzeichnungsträgers gegenüber dem abtastenden Lichtstrahl sowohl in der Querrichtung als auch in der Längsrichtung der Tonaufzeichnungsspur photoelektrisch gesteuert wird.

251.

Deutsches Patent Nr. 703105, patentiert vom 7. 8. 36, ausgegeben am 28. 2. 41

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegr. m. b. H. in Berlin-Zehlendorf;
Erfinder: Dr. phil. Heinrich Benecke

Verfahren zum Betrieb einer aus zwei in bestimmter Weise zueinander zugeordneten Lautsprechern bestehenden Lautsprecheranordnung

Zusatz zu DRP. 690437

Verfahren zum Betrieb der Lautsprecheranordnung nach DRP. 690437, bei welcher zur Erzielung bestimmter Auslöschzonen für bestimmte Frequenzbereiche zwei Lautsprechereinheiten derart einander zugeordnet und betrieben sind, daß in einem bestimmten Raumteil Frequenzen durch Interferenzwirkung ausgelöscht werden, dadurch gekennzeichnet, daß zur Erzielung von zur Symmetrieebene der beiden Lautsprechereinheiten unsymmetrisch liegenden Stillzonen elektrische, mechanische oder akustische Verzögerungsmittel vorgesehen sind, die bewirken, daß die eine Lautsprechereinheit gegenüber der anderen mit einer der Frequenz möglichst proportionalen Phasenverschiebung betrieben wird und daß Verstärker vorgesehen sind, welche die Einregelung der beiden Lautsprechereinheiten auf gleichen Pegel gestatten.

252.

Deutsches Patent Nr. 703106, patentiert vom 23. 11. 37, ausgegeben am 28. 2. 41

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegr. m. b. H. in Berlin-Zehlendorf;
Erfinder: Hans Bartels

Verfahren zur Verminderung der akustischen Rückkopplung zwischen Mikrophon und Lautsprecher bei Mikrophon-Lautsprecheranlagen

Die akustische Rückkopplung verhindert die Aufstellung eines Mikrophons und Lautsprechers im gleichen Raum oder in näherer Entfernung, sobald größere Verstärkungen zwischen dem Mikrophon und dem Lautsprecher vorhanden sind. Mehrfache Lösungen sind bekannt geworden, doch haben alle noch immer ihre Nachteile.

Gemäß der Erfindung werden die Nachteile vermieden, daß im Übertragungs- und Rückkopplungsweg ein dauernd derart oft wechselnder Phasensprung erfolgt, daß die im Entstehen begriffenen Rückkopplungsschwingungen ständig gedämpft werden. Unter Phasensprung wird hierbei eine sprunghafte Änderung der Phase verstanden, wie sie z. B. beim Umpolen zweier Leitungen eintritt, was einem Phasensprung von 180° entspricht. Durch Einschaltung von phasendrehenden Mitteln in den einen oder in mehrere Umschaltwege lassen sich auch andere Phasensprünge als um 180° erzielen.

253.

Deutsches Patent Nr. 703130, patentiert vom 8. 10. 39, ausgegeben am 1. 3. 41

Firma J. Eberspächer in Eßlingen, Neckar;
Erfinder: Dipl.-Ing. Alfred Hettich und Alexander Schweizer

Flammenvernichtung der Auspuffgase unter gleichzeitiger Schalldämpfung bei Brennkraftmaschinen

Die Außenwand des Flammenvernichters wird aus jalousieförmig nebeneinanderliegenden und übereinanderliegenden einzelnen band- oder streifenartigen Teilen gebildet, die so profiliert sind, daß sie einen labyrinthförmigen Austrittsweg für die Abgase frei lassen.

254.

Deutsches Patent Nr. 703134, patentiert vom 14. 10. 32, ausgegeben am 1. 3. 41

Dr. phil. habil. Oskar Vierling in Hannover

Schwingungsfähiger Steg für elektrische Musikinstrumente

Zusatz zum DRP. 700270 vom 21. 1. 32

Im Hauptpatent ist die Verwendung schwingungsfähiger Stege zur Beeinflussung des Klangcharakters angegeben; hierdurch wird im wesentlichen die Dämpfung des Klanges geändert. Besondere Klangwirkungen werden dadurch erzielt, daß der Steg auf mehreren übereinanderliegenden, federnden Schichten gelagert wird und daß gegebenenfalls weitere mehr oder weniger elastische Kopplungselemente zwischen den federnden Schichten und der festen Unterlage vorgesehen werden.

255.

Deutsches Patent Nr. 703156, patentiert vom 12. 9. 31, ausgegeben am 3. 3. 41

Allgemeine Elektricitäts-Gesellschaft in Berlin;
Erfinder: Peter Altmeyer

Fernmelde- bzw. Fernsteuerungseinrichtung, bei welcher die Meldungen und Kommandos mittels Schallwellen übertragen werden

Die Erfindung betrifft eine Anlage zur Übertragung von Meldungen und Kommandos mittels Schallwellen unter Wegfall besonderer Übertragungsleitungen oder Rohrleitungen. Dies wird dadurch erreicht, daß die Übertragung durch Schallwellen erfolgt, die an den Geberorten in der Flüssig-

keit vorhandener Rohrleitungen erzeugt und an den Empfangsorten über in diesen angebaute Empfänger für Schallwellen mit anschließender Verstärkung selbsttätig Anzeige- oder Steuervorrichtungen betätigen. Jedem verstellbaren Organ wird ein Ton bestimmter Höhe zugeordnet. In den Empfangsstellen sind Membranen vorgesehen, die über Zwischenglieder die Schalt- und Anzeigevorgänge bewirken.

256.

Deutsches Patent Nr. 703662, patentiert vom 16. 4. 39, ausgegeben am 13. 3. 41

Atlas-Werke AG. in Bremen;
Erfinder: Dr. Hans Kietz, Dr. Willy Kunze und Dr. Friedrich Wilhelm Kallmeyer

Vorrichtung zum Empfang und zur Richtungsbestimmung von Schallwellen

Vorrichtung zum Empfang und zur Richtungsbestimmung von Schallwellen, insbesondere von Geräuschen im Wasser, mit zwei oder mehreren wahlweise benutzbaren Basen, deren jede eine Vielzahl von Empfängern enthält, die mit einer Kompensationsvorrichtung verbunden sind, dadurch gekennzeichnet, daß die Gesamtzahl der Empfänger in Gruppen von vorzugsweise gleicher Zahl so unterteilt ist, daß die mittleren Empfängerabstände und die Gesamtausdehnung (Basis) einer Gruppe, auf die gleiche Richtung bezogen, ein Vielfaches der mittleren Empfängerabstände bzw. der Gesamtausdehnung (Basis) einer anderen Gruppe betragen, wobei die große Basis zum Peilen mit tiefen und die kleine Basis zum Peilen mit hohen Frequenzen bestimmt ist.

257.

Deutsches Patent Nr. 703381, patentiert vom 14. 3. 35, ausgegeben am 7. 3. 41

Allgemeine Elektricitäts-Ges. in Berlin;
Erfinder: Dr. phil. nat. Friedrich Wilhelm Hehlgans

Verfahren zur Ermittlung der Richtung bzw. des Ortes einer Schallquelle insbesondere eines Geschützes

Verfahren zur Ermittlung der Richtung bzw. des Ortes einer Schallquelle, insbesondere eines Geschützes, mittels mehrerer Mikrophone, von denen das der Schallquelle am nächsten liegende Mikrophon Schaltvorgänge auslöst, dadurch gekennzeichnet, daß ein Zeitrelais, das beim Auftreffen des Schalls vom Hauptmikrophon betätigt wird, und welches selbst zur Ermittlung der Schallrichtung durch Messung des Zeitunterschiedes zwischen den Augenblicken des Auftreffens der Schallwellen auf das Haupt- und ein Nebenmikrophon durch Übermittlung von Impulsen an eine Empfängerstelle dient, das Hauptmikrophon abschaltet und nach einer einstellbaren Verzögerungszeit die Empfangsbereitschaft des Nebenmikrophons herstellt, danach diese wieder aufhebt und nach Ausschaltung des Nebenmikrophons das Hauptmikrophon selbst wieder empfangsbereit macht.

258.

Deutsches Patent Nr. 703671, patentiert vom 28. 3. 33, ausgegeben am 13. 3. 41

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegr. Berlin-Zehlendorf;
Erfinder: Dr. Paul Kotowski u. Dr. Hermann Freese

Verfahren zum Herstellen von Schmalfilmen

Bei der Herstellung von Schmalfilmen nach dem Lichttonverfahren treten Verzerrungen auf, die von der Dicke der photographischen Schicht abhängen; die durchleuchtete Stelle streut. Zur Vermeidung dieses Fehlers wird vorgeschlagen, eine Abbildungsoptik mit einer relativen Öffnung zu verwenden, die kleiner als 1 : 2 ist, und im Durchhangverfahren zu arbeiten (Durchhangsverfahren ist eine Arbeitsweise, bei der die Ruhetransparenz der Tonspur im Gebiete hoher Transparenz liegt).

259

Deutsches Patent Nr. 703884, patentiert vom 7. 5. 33, ausgegeben am 18. 3. 41

Ernst Mülwert, Dr.-Ing. Theo Schultes und Dipl.-Ing. Hanns Schultes

Verfahren zur Behandlung von Stoffen oder Tieren mit Ultraschallwellen

Verfahren zur Behandlung von Stoffen oder Tieren mit Ultraschallwellen unter Zwischenschaltung einer Koppelflüssigkeit zwischen Sender und Empfänger, dadurch gekennzeichnet, daß für einen dauernden Temperaturabfall von den Abschlußplatten eines im Ölbad stehenden Gefäßes, in dem die Koppelflüssigkeit mit dem Sender einerseits und dem Empfänger andererseits in Berührung steht, in die Flüssigkeit hinein gesorgt wird, so daß die Koppelflüssigkeit gleichzeitig als Kühlmittel während der Gesamtdauer der Behandlung dient.

260.

Deutsches Patent Nr. 703978, patentiert vom 22. 10. 36, ausgegeben am 20. 3. 41

Klangfilm G. m. b. H. in Berlin;
Erfinder: Dr.-Ing. Hermann Freese

Verfahren zum Herstellen eines blattförmigen Ton-, Bild- oder Bildtonaufzeichnungsträgers

Die Erfindung bezieht sich auf das Herstellen blattförmiger Träger mit Ton-, Bild- oder Bildtonaufzeichnungen aus einem bandförmigen Aufzeichnungsträger in mehrere gleich lange Streifen, die parallel zueinander zu einem Blatt zusammengeklebt werden.

261.

Deutsches Patent Nr. 703903, patentiert vom 23. 10. 37, ausgegeben am 19. 3. 41

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie m. b. H. in Berlin-Zehlendorf;

Erfinder: Dr. Heinrich Benecke, Josef Linke und Max Pöhls

Vorrichtung zur Gewichtsentlastung für tief abgestimmte Lautsprechermembranen mit lotrechter Achsanordnung

Gegen die Entlastung des Membrangewichtes durch eine Feder bestand bisher Abneigung. Die Erfinder haben durch Versuche festgestellt, daß es sehr wohl möglich ist, das Gewicht einer Lautsprechermembran durch eine Feder zu entlasten unter der Voraussetzung, daß die üblichen Zentrierungsmittel an der Spitze und am Rand der Membran vorhanden sind. Dies geschieht dadurch, daß außer der Randhalterung und der Mittelzentrierung eine oder mehrere Federn vorgesehen sind, die so bemessen, insbesondere so lang gewählt sind, daß sie das Gewicht der Membran ausgleichen, ohne einen nennenswerten Betrag zur Richtkraft zu liefern.

262.

Deutsches Patent Nr. 704042, patentiert vom 25. 8. 38, ausgegeben am 21. 3. 41

Allgemeine Elektricitäts-Ges. in Berlin;
Erfinder: Rolf Müller-Ernesti

Einseitig berührender Löschkopf

Zusatz zum DRP. 698140 vom 4. 3. 36

Durch das Hauptpatent ist ein einseitig berührender Löschkopf für Geräte zur magnetischen Schallaufzeichnung mit bis auf einen Spalt geschlossenem ringförmigem Eisenkern geschützt, dessen Merkmal darin besteht, daß der Schenkel des Kerns, der in der Laufrichtung des Aufzeichnungsträgers hinten liegt, mit einem Horn versehen ist, das nach der Lösung im Spalt eine entgegengesetzte Magnetisierung der gewünschten Längsrichtung des Magnetogrammträgers bewirkt.

Jetzt wird dem Horn des Löschkopfes eine Breite gegeben, die wesentlich größer ist als die Breite des Magnetogrammträgers; hierdurch werden unerwünschte Streulinien beseitigt.

263.

Deutsches Patent Nr. 704117, patentiert vom 13. 5. 38, ausgegeben am 24. 3. 41

Telefonaktiebolaget L. M. Ericsson in Stockholm;
Erfinder: Fritz Ragmar Valdemar Stalemark

Verfahren zur Verkürzung der Ansprechdauer bei sprachgesteuerten Rückkopplungssperren

Verfahren zur Verkürzung der Ansprechdauer einer sprachgesteuerten Rückkopplungssperre o. dgl., bei welcher die Steuerung der Sperre durch Gitterpotentialverlagerung mittels gleichgerichteter Sprachamplituden über ein parallel zur Gittervorspannung eingeschaltetes nicht lineares Schaltelement geschieht, dadurch gekennzeichnet, daß die aus den Sprachamplituden gewonnene Gleichspannung bedeutend größer als die feste Gittervorspannung ist und durch das nichtlineare Schaltelement auf einen bestimmten Wert begrenzt wird.

264.

Deutsches Patent Nr. 704612, patentiert vom 17. 1. 37, ausgegeben am 3. 4. 41

Siemens & Halske A.G. in Berlin-Siemensstadt
Erfinder: Hermann Bendel u. Dr.-Ing. Adolf Schmid

Erzeugung von harmonischen Frequenzen

Der Erfindung liegt die Aufgabe zugrunde, eine lückenlose Reihe von harmonischen Frequenzen mit annähernd gleicher Amplitude unter Anwendung von Modulationsanordnungen zu erzeugen. Hierzu wird eine Mehrzahl von Ursprungsfrequenzen mit annähernd der gleichen Amplitude und mit einem solchen harmonischen Frequenzverhältnis zueinander, daß möglichst wenige gleiche Modulationsprodukte aus verschiedenen Modulationsvorgängen entstehen, und mit einer solchen Phasenlage zueinander, daß ein gegenseitiges Auslöschen von Modulationsprodukten verhindert wird, in einer Modulationsanordnung miteinander moduliert, deren Kennlinienverlauf einer im wesentlichen keine höheren Glieder als quadratische und/oder kubische aufweisenden Gleichung entspricht. Aus den so entstehenden Modulationsprodukten werden die einzelnen Frequenzen durch Siebmittel gewonnen.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

EDGAR KUTZSCHER und PETER ORLICH, **Die physikalischen und technischen Grundlagen des akustischen Landehöhenmessers.** Verlag Dr. M. Matthiesen u. Co., Berlin 1942, 38 S. Preis 4,— RM.

Diese Schrift, die als erstes Heft der von Prof. WINKHAUS, Berlin, herausgegebenen Wehrtechnischen Studien erschienen ist, behandelt ein wichtiges Anwendungsgebiet der technischen Akustik. Das Fehlen eines zuverlässigen Anzeigegerätes für Höhen unter 100 m, wo barometrische und elektrische Methoden versagen, war bis in jüngste Zeit die Ursache vieler Unfälle in der Verkehrsfliegerei.

Das akustische Verfahren, beruhend auf der Messung der Laufzeit ausgesandter Schallimpulse, stößt naturgemäß auf nicht geringe Schwierigkeiten infolge des hohen Störpegels moderner mehrmotoriger Verkehrsflugzeuge. Die mit steigender Frequenz rasch zunehmende Schallabsorption in der Luft und am Boden verhindern ein Ausweichen in ein Frequenzgebiet mit geringerem Störpegel. In einer eingehenden Untersuchung der auftretenden Probleme werden die günstigsten Arbeitsbedingungen abgeleitet. Eine mittlere Frequenz von 2000 bis 3000 Hz und eine Impulsdauer von etwa 20 msec erweisen sich als zweckmäßig. Als Sender kommt eine Sirene oder Pfeife in Betracht, während als Empfänger ein abgestimmtes magnetisches System dient, wobei durch Trichter eine gewisse Richtwirkung erzielt wird, die zur Energieersparnis beiträgt.

Nach einem Rückblick auf die bisherige Entwicklung des Landehöhenmessers besonders auch im Ausland wird ein modernes deutsches Gerät beschrieben. Dieses arbeitet mit einer Preßluftpfeife. Sender und Empfänger sind zum Einbau in die Tragflächen vorgesehen. Da bei größeren Höhen die Anforderungen an die Meßgenauigkeit geringer sind, wird die Dichte der Impulse durch die Flughöhe gesteuert. Ein sinnreicher Mechanismus formt die gemessene Zeitdifferenz um; die Anzeige erscheint auf einem direkt in Meter geeichten Zeigerinstrument. Für das Gerät wird ein Meßbereich von 5 bis 100 m bei einem Fehler von $\pm$ 3% bzw. $\pm$ 30 cm angegeben.

Der behandelte Stoff ist auf knappem Raum in übersichtlicher Form dargestellt. Jedem, der sich mit akustischen Geräten beschäftigt, kann das Büchlein warm empfohlen werden. E. GILLITZER

KURT KETTERER, **Experimentelle Dialektgeographie des Alemannischen in Baden.** Mit 35 Tafeln und 24 Figuren im Text. Teil I. Die Konsonanten. Lebendige Sprache. Walter de Gruyter u. Co., Berlin 1942. Preis 10,— RM.

Das vorliegende Buch ist auch dem Akustiker dadurch interessant, als er hier ganz besonders deutlich sieht, was phonetische Forschung eigentlich will und was sie erreicht, wenn sie sich moderner akustischer Hilfsmittel bedient. Einleitend wird der Leser vertraut gemacht mit Arbeiten von STETSON (Motor phonetics, Archives Neérlandaises de Phonétique Expérimentale 1928) und MENZERATH und LACERDA (Koartikulation, Steuerung und Lautabgrenzung, Berlin und Bonn 1933) u. a. Diese Arbeiten bemühen sich im wesentlichen um eine Registrierung der Druckänderungen im Mundraum und unterhalb der Stimmbänder bzw. des Lippenverschlusses, um Aussagen über die Phasenbeziehungen zwischen den Artikulationsvorgängen während der Aussprache von Silben zu gewinnen. Man erkennt auf den Registrierungen deutlich die Wirkungen der Konsonanten, die entweder Luftströmungen einleiten oder abstoppen. Weiterhin sieht man beispielsweise, daß der Grad der Druckerhöhung bei stimmhaften Reibelauten größer ist als bei stimmlosen. Der Lippenschluß bei der Artikulation eines Konsonanten wird schon während der vorhergehenden Vokalaussprache eingeleitet. Trotzdem sich also die Form der Hohlräume, welche die Formanten hervorrufen, laufend ändert, bleibt die Obertonbesetzung des Vokals fast konstant, so daß ein unbewußtes, dauerndes Nachstimmen der Hohlräume stattfinden muß.

Die Aufnahmemethode des Verf. läuft in der Weise, daß er Schallplatten von Leuten besprechen läßt, die selbst und deren Vorfahren schon lange in der zu untersuchenden Gegend wohnten. Verf. ließ sich Anekdoten und Geschichten erzählen, schrieb sie in phonetischer Umschrift und in Schriftsprache auf und ließ diese Geschichten von denselben Leuten nach einiger Zeit zur Aufnahme vorlesen. Von diesen Platten wurden Kymmogramme mit dem KETTERERschen Rußschreiber angefertigt, besonders interessierende Stellen auch mit Oszillograph ausgewertet. Dabei kam es zunächst darauf an, die Dauer der Konsonanten und ihre Stimmhaftigkeit oder Stimmlosigkeit festzustellen. Es galt u. a. die bisher geltende Behauptung nachzuprüfen, daß es im gesamten Alemannischen keine stimmhaften Verschluß- und Reibelaute gäbe. Außerdem war nachzuprüfen, ob die bisherigen Grenzen zwischen Nieder- und Hochalemannisch zu Recht bestehen. Diejenigen Mundarten, die den Laut *k* als Reibelaut sprechen, wurden als Hochalemannisch, die, welche es als Explosionslaut sprechen, als niederalemannisch bezeichnet. Im einzelnen werden bei den verschiedenen Mundarten Feststellungen in bezug auf durchlaufenden oder unterbrochenen Stimmton, schnellem Einsatz der Stimme nach der Explosion oder verzögertem Einsatz der Stimme getroffen. Durch Aufdeckung gemeinsamer bisher

verkannter Züge des südlichen Niederalemannischen und der geminierenden (lautverdoppelnden) badischen Mundarten wird eine neue Definition des Alemannischen überhaupt gewonnen. Es wird gezeigt, daß die Mundarten an der sog. Diphthongengrenze als nördlichste der alemannischen mit der südlichsten der fränkisch beeinflußten, rechtsrheinischen Zone übereinstimmen. Zusammenfassend ist zu bemerken, daß es im gesamten Alemannischen vor und nach der betonten Silbe stimmhafte Verschluß- und Reibelaute gibt, vollkommene Stimmlosigkeit tritt nur am Anfang des Satzes auf. Die Beziehungen des Südwestbadischen, Gebirgsalemannischen und der Mundarten am rechten Rheinufer bis zur bisherigen alemannisch-fränkischen Grenze wurden festgestellt. Der alte Begriff des Niederalemannischen wurde aufgelöst. Die südwestbadischen Mundarten sind zum Teil in engeren Zusammenhang mit den Schweizer Mundarten gebracht worden. Das eigentliche Alemannisch hört bereits nördlich von Freiburg im Breisgau auf. Diese neugewonnenen Erkenntnisse bieten sicherlich wichtige Grundlagen für weitere volksgeschichtliche Forschungen über das fragliche Gebiet.

W. Lottermoser

H. Glaubitz und K. Gösele: **Entstehung und Frequenzzusammensetzung der Geräusche von Kraftwagengetrieben.** Deutsche Kraftfahrtforschung 1942, Heft 64, 37 S., 40 Abb. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin NW 7. Preis RM. 3,55.

Die Verfasser haben sich die Aufgabe gestellt, die Entstehung des Zahngeräusches an Kraftwagengetrieben zu untersuchen, um daraus Unterlagen für spätere schallmindernde Maßnahmen zu gewinnen. Die Untersuchungen wurden auf einem Prüfstand ausgeführt, der so eingerichtet war, daß sowohl Schallmessungen im schallstumpfen wie im schallharten Raum ausgeführt werden konnten. Die Aufzeichnungen erfolgten im ersten Falle über ein Bändchenmikrophon mit einem Schleifenoszillographen. Diese Art der Untersuchung erwies sich jedoch nur bei niedrigen Drehzahlen der Getriebe als brauchbar. Bei höheren Drehzahlen wurde die Frequenzanalyse im schallharten Raum mit einem Tonfrequenzspektrometer vorgenommen. Zur Effektivwertmessung diente ein Neumann-Pegelschreiber.

Die Aufzeichnungen mit dem Schleifenoszillographen bei niedrigen Drehzahlen im schallstumpfen Raum ließen deutlich zwei Impulse je Zahneingriff erkennen, den „Eingriffsimpuls", der bei der erstmaligen Berührung des Zahnkopfes mit dem Fuß des Gegenrades entsteht und den „Teilkreisimpuls", welcher durch die Richtungsänderung der Reibungskräfte im Wälzpunkt bedingt wird. Beide Impulse regen eine von der Drehzahl unabhängige Eigenschwingung des Rades an. Bei höheren Drehzahlen folgen die Impulse so schnell aufeinander, daß die vorangegangene Schwingung beim Einsetzen des neuen Impulses noch nicht abgeklungen ist.

Auf Grund dieser Ergebnisse wurden theoretische Überlegungen über die Frequenzzusammensetzung des idealisierten Schalldruckverlaufes angestellt. Bei Zugrundelegung einer periodisch mit der Zahnfrequenz f_z angeregten gedämpften Eigenschwingung der Frequenz f_e wurden die zugehörigen Spektren durch Fourier-Zerlegung errechnet. Für die verschiedenen Werte des Frequenzverhältnisses f_e/f_z und der Dämpfung ergaben sich Linienspektren, die aus der Zahnfrequenz f_z und ihren Obertönen bestehen. Die stärksten Komponenten sind dabei um die Eigenfrequenz f_e gruppiert, während die Zahnfrequenz f_z selbst nur unbedeutend enthalten ist.

Die Untersuchungen mit dem Tonfrequenzspektrometer im schallharten Raum bei mittleren und höheren Frequenzen bestätigten die theoretischen Voraussagen im wesentlichen. Die größten Amplituden lagen in einem Frequenzgebiet, das unabhängig von der Zahnfrequenz war. Daneben traten allerdings auch die einfache und doppelte Zahnfrequenz deutlich hervor, entgegen dem Ergebnis der harmonischen Analyse des idealisierten Schalldruckverlaufes. Die subjektive Beobachtung, daß das Ohr die Zahnfrequenz meist sehr gut aus dem Zahngeräusch heraushört, wird auf die Eigenschaft des Ohres zurückgeführt, durch nichtlineare Verzerrungen aus den Obertönen den Grundton zu kombinieren.

Es wurde weiter festgestellt, daß die Eigenfrequenz von der geometrischen Form und Masse des Zahnrades sowie von der Schmierung abhängt. Über die im Zahnkörper auftretenden Schwingungsformen konnten jedoch noch keine Aussagen gemacht werden.

Schließlich zeigten Versuche bei verschiedenen Drehzahlen und Belastungen, daß der Gesamtschalldruck bei wachsender Drehzahl und Belastung stark ansteigt.

Kallenbach

Hans Bartels, **Grundlagen der Verstärkertechnik.** Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1942. 258 Seiten. 156 Abb. Preis: geb. RM. 16.—, br. RM. 14.50.

Das Buch behandelt in übersichtlicher Weise die Grundlagen der Verstärkertechnik. Es ist zur Benutzung sowohl für den Studierenden als auch für den Ingenieur, besonders für den Verstärkerkonstrukteur, geeignet. Bei der Auswahl und der Darstellung des Stoffes werden im Gegensatz zu den meisten gleichartigen Werken die Erfordernisse der Praxis weitgehend berücksichtigt.

Der Stoff ist in folgende 7 Hauptabschnitte gegliedert: Grundbegriffe und Meßmethoden, Hilfssätze für die Berechnung der Verstärker, die Elek-

tronenröhre, der Übertrager, der Vorverstärker, der Leistungsverstärker, die Rückkopplung. Eine weitgehende und sehr sorgfältig durchgeführte Unterteilung jedes einzelnen Abschnittes erleichtert die Übersicht.

Die einzelnen Bauelemente des Verstärkers werden entsprechend den Anforderungen der Praxis etwa gleichberechtigt behandelt, während bekanntlich in den meisten anderen Werken über Verstärkertechnik der Elektronenröhre und ihrer Anwendung in der Schaltung eine bevorzugte Stellung eingeräumt wird. Die nichtlinearen Verzerrungen des Verstärkers werden eingehend erörtert. Bei der Darstellung des umfangreichen Stoffes war eine Beschränkung auf die Grundlagen notwendig, doch werden die wichtigsten Formeln abgeleitet. Verwickeltere Zusammenhänge werden mit Hilfe von graphischen Darstellungen behandelt. Das angeführte Kurvenmaterial ist z. T. der unmittelbaren Praxis der Verstärkertechnik entnommen und daher für die Anwendung sehr wertvoll. Am Schlusse des Buches ist ein gutes Schrifttumverzeichnis angeführt. Es enthält nach den Hauptabschnitten unterteilt eine Auswahl der wichtigsten Veröffentlichungen aus der Verstärkertechnik.

Das Buch wird trotz seines verhältnismäßig geringen Umfanges wegen der trefflichen Auswahl und geschickten Darstellung des Stoffes sowohl dem Fachmann als auch dem Studierenden auf dem Gebiete der Verstärkertechnik ausgezeichnete Dienste leisten. LIPPERT

WERNER HEISENBERG, **Wandlungen in den Grundlagen der Naturwissenschaft.** Sechs Vorträge. 3., erweiterte Auflage. 95 S. Leipzig 1942, Verlag S. Hirzel. RM. 3.50.

Die dritte Auflage seines weitverbreiteten Büchleins hat der Autor um drei neue Vorträge vermehrt, so daß es jetzt folgende Themen behandelt: Wandlungen der Grundlagen der exakten Naturwissenschaften in jüngster Zeit; zur Geschichte der physikalischen Naturerklärung; prinzipielle Fragen der modernen Physik; Gedanken der antiken Naturphilosophie im Lichte der modernen Physik; die Einheit des naturwissenschaftlichen Weltbildes.

So verschieden die Themen dieser Vorträge lauten, so eng stehen sie untereinander im Zusammenhang, denn sie wiederholen stets die gleichen Gedanken in abgewandelter Form; auf diese Weise gelingt es HEISENBERG, einem größeren Leserkreis die allgemein interessierenden entscheidenden Fortschritte der exakten Naturwissenschaften näherzubringen, deren genaue Begründung und Kritik nur wenigen Fachleuten möglich sind.

Bedenkt man, daß unsere Zeit vor allen anderen geschichtlichen Epochen durch die umfassende Weite und Tiefe des naturwissenschaftlichen Weltbildes ausgezeichnet ist, und daß sich einem allgemeineren Verständnis dieser Erkenntnisse — nicht zuletzt zum Schaden der Wissenschaft selbst — die größten Schwierigkeiten entgegenstellen, so versteht man die dankbare Aufgeschlossenheit weiter Kreise der Gebildeten gegenüber diesen Vorträgen, deren Autor wie kein anderer der führenden Forscher durch seine pädagogische Gabe, seine Allgemeinbildung, seine philosophische Schulung und seinen glänzenden Stil gleichermaßen zu befriedigen weiß. Daher seien diese Vorträge auch allen Fachkollegen empfohlen, die als Kenner irgendeines Spezialgebietes der Physik vielleicht noch größere Anregung aus diesen Vorträgen ziehen, als die Laien, denen sie ursprünglich zugedacht sind. JUSTI

W. FURRER, **Beitrag zur Akustik von Radio-Studios.** Schweizer Arch. angew. Wiss. Techn. 8 (1942), S. 77—85, 99—109, 143—152.

Die vorliegende Arbeit ist eine Zusammenfassung und Auswertung der Erfahrungen, die bei der raumakustischen Gestaltung der in den Jahren 1937 bis 1940 in der Schweiz gebauten neuen Radio-Studiogebäude gesammelt wurden. Es betrifft die Bauten in Lugano, Zürich, Basel und Genf, für die im gesamten über 4 Millionen Schweizerfranken aufgewendet worden sind.

In einem ersten Abschnitt werden die Volumina von Musikstudios diskutiert. Es wird gezeigt, daß nur drei verhältnismäßig eng begrenzte Kategorien von Musikstudios für alle praktisch in Frage kommenden Schallquellen genügen:

große Studios:	2000—5000 m³,
mittlere Studios:	600—1000 m³,
kleine Studios:	200— 300 m³.

Der zweite Abschnitt behandelt die optimalen Nachhallzeiten von Studios. Es wird zuerst gezeigt, daß die aus der Literatur bekannten Ansätze, mit denen versucht wird, durch theoretische Überlegungen Beziehungen für die optimale Nachhallzeit herzustellen, nicht befriedigen können. Es erscheint fraglich, ob dieser Weg überhaupt je zum Ziele führen kann. Das musikalische Empfinden, auf das es schlußendlich ja ankommt, ist etwas durchaus Subjektives, so daß man gezwungen ist, ein möglichst umfassendes Material von subjektiven Urteilen statistisch auszuwerten, um auf diese Weise eine Brücke zur physikalischen Akustik zu schlagen. In diesem Sinn bilden Nachhallmessungen von Räumen, vorzugsweise Konzertsälen, deren Akustik als gut bekannt ist, das natürliche Mittel, um über die optimale Nachhallzeit einwandfreie Anhaltspunkte zu gewinnen. Die Auswertung solcher Messungen zeigt, daß die Nachhallzeiten von Konzertsälen sozusagen ausschließlich durch das Publikum bestimmt sind und daß die Bauweise der Räume nur eine untergeordnete Rolle spielt; dies mag die Tat-

sache erklären, daß die an den verschiedensten Orten von zahlreichen Autoren gefundenen Werte gut übereinstimmen.

Es erhebt sich nun die Frage, ob diese Verhältnisse ohne weiteres auch für Radiostudios gelten, wo der Zuhörer auf die Übertragung über einen einzigen Kanal angewiesen ist, gegenüber dem direkten, zweiohrigen Hören. Im Gegensatz zu theoretischen Überlegungen (z. B. von G. v. Békésy) wurde durch zahlreiche Versuche der Nachweis erbracht, daß dies trotzdem der Fall ist, so daß die großen Studios in bezug auf Nachhall gleich wie entsprechende Konzertsäle dimensioniert werden können.

Für die mittleren und kleineren Studios sind andere Gesichtspunkte maßgebend, so daß sich die folgenden optimalen Nachhallzeiten (bei 1000 Hz) ergeben:

große Studios: 2000—5000 m³, 1,35—1,5 s,
mittlere Studios: 600—1000 m³, 1,0 s,
kleine Studios: 200— 300 m³, 0,6 s.

Bei den kleinen Studios ist der Einfluß des Wiedergaberaumes zu beachten. Die kombinierte Nachhallzeit der beiden elektrisch gekoppelten Räume wird gerechnet.

Für den Frequenzgang der Nachhallzeit hat MacNair schon 1930 die Forderung aufgestellt, daß die subjektiv empfundene Nachhallzeit frequenzunabhängig sein müsse, woraus sich unter Berücksichtigung der frequenzabhängigen Ohrempfindlichkeit ein Ansteigen der effektiv vorhandenen Nachhallzeit bei den tiefen Frequenzen ergibt. Ein Vergleich des auf diese Weise erhaltenen Frequenzganges mit dem Frequenzgang der Schallschluckung von Publikum ergibt bekanntlich eine verblüffend gute Übereinstimmung. Damit wird auf eine zweite Art bestätigt, daß die Nachhallzeit eines guten Konzertsaales durch den natürlichen Faktor Publikum bestimmt ist.

Es konnte experimentell nachgewiesen werden, daß die gleichen Überlegungen auch für die Radiostudios Gültigkeit haben, so daß sich für Musikstudios bei 100 Hz 1,5—2mal längere Nachhallzeiten ergeben als bei 1000 Hz.

Für die Dimensionierung von Sprechstudios sind andere Gesichtspunkte maßgebend. Es wird unterschieden zwischen Vortragsstudios mit 30 bis 50 m³ und Hörspielstudios mit 150—250 m³ Inhalt. Hier ist in erster Linie die Verständlichkeit des gesprochenen Wortes wichtig, wozu nach Knudson eine extrem große Schallschluckung wünschbar wäre. Da große Schallabsorptionen besonders bei tiefen Frequenzen einen großen Aufwand erfordern und eine allzu starke Dämpfung auch aus andern Gründen nicht wünschbar ist, stellt sich hier die Frage nach dem minimalen Aufwand an Schallschluckstoffen. Diese Überlegungen sowie zahlreiche Versuche führten auf die folgenden Werte:

Frequenz	Maximale Nachhallzeiten	
	Vortragsstudios	Hörspielstudios
100 Hz	0,6 s	0,8 s
200—2000 Hz	0,4 s	0,6 s

In einem dritten Abschnitt werden die Nachhalltheorien und die Nachhalluntersuchungen behandelt. Es wird davon ausgegangen, daß keine der bekannten Nachhalltheorien vollständig befriedigt und daß keine erschöpfenden Angaben über die praktischen Anwendungsbereiche und die zu erwartenden Genauigkeiten vorliegen. Die theoretischen Untersuchungen von H. und L. Cremer basierten auf porösen Schluckstoffen und ergaben als Resultat, daß $-\ln(1-a)$ eines Schallschluckstoffes umgekehrt mit dem cos des Einfallwinkels zunehmen müsse, damit die Nachhallgesetze gelten. Die Frage der praktischen Interpretation dieses Gesetzes ist jedoch nicht gelöst, zudem spielen die schwingungsfähigen Schluckstoffe eine ebenso wichtige Rolle wie die porösen. Der Bau der Radiostudios bot daher eine willkommene Gelegenheit, in dieser Richtung experimentelle Untersuchungen anzustellen.

Die benutzte Nachhallmeßtechnik basiert auf dem Pegelschnellschreiber von Neumann; gemessen wurde, wie üblich, mit frequenzmodulierten Tönen (Heultönen), wobei die Bestimmung von Größe und Kreisfrequenz der Frequenzänderung diskutiert wird. Neben diesem Meßverfahren werden auch Versuche mit der von Hunt angegebenen Methode der Messung im stationären Zustand beschrieben, deren Anwendung aber erhebliche praktische Schwierigkeiten bereitet.

Eine erste Meßreihe hatte die Bestimmung der ortsabhängigen Streuung der Nachhallzeit zum Ziel. In elf Räumen, deren Volumina zwischen 40 und 4500 m³ und deren Nachhallzeiten zwischen 0,17 und 4,3 s lagen, wurden an je 100 Orten bei den Frequenzen 100, 800 und 4800 Hz die Nachhallzeiten gemessen. Dabei zeigte es sich, daß die ortsabhängige Streuung der Nachhallzeit eines akustisch guten Raumes eine Gausssche Verteilung darstellt.

Die Abb. 1 zeigt das Resultat einer solchen Meßreihe im Wahrscheinlichkeitsnetz eingetragen.

Eine unzweckmäßige Form eines Raumes oder auch eine ungünstige Verteilung der Schallschluckstoffe können bekanntlich die Bildung von sog. Flatterechos zur Folge haben. Allgemein betrachtet sind Flatterechos singuläre, d. h. besonders ausgezeichnete Eigenfrequenzen des Raumes. Sie sind dadurch besonders ausgezeichnet, daß ihre Periodenzahl und vor allem ihre Dämpfungsdekre-

mente von erzeugenden Flächen abhängen, die nur einen kleinen Teil der Gesamtoberfläche des Raumes ausmachen, so daß sie unabhängig von der mittleren Dämpfung des Raumes sind. Solche singuläre

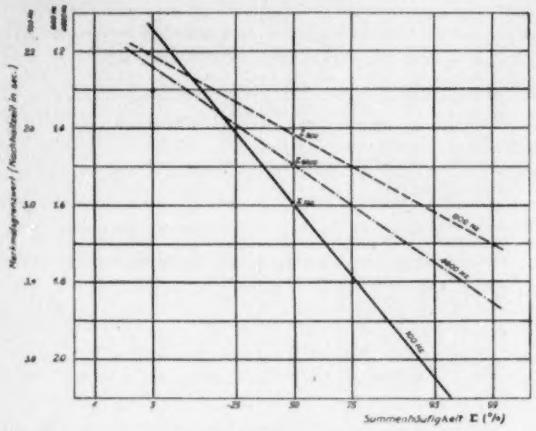


Abb. 1. Summenhäufigkeitskurven von Nachhallmeßwerten (Raum ohne singuläre Eigenfrequenzen)

Eigenschwingungen können oft nachgewiesen werden durch Nachhallmessungen längs einer Strecke, welche die verdächtige Raumzone schneidet. In dieser Zone werden dann sehr typische, gebrochene Nachhallgeraden erhalten. Es hat sich nun weiter gezeigt, daß in Räumen, die singuläre Eigenfrequenzen aufweisen, die ortsabhängige Streuung keiner Gaussschen Verteilung mehr gehorcht. Diese Indikation ist sehr empfindlich, die Gausssche Verteilung wird schon eindeutig gestört, wenn die dafür verantwortlichen singulären Eigenfrequenzen noch auf keine andere Weise irgendwie festgestellt werden können.

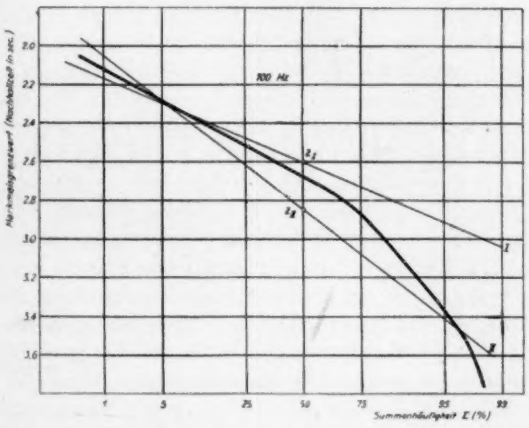


Abb. 2. Summenhäufigkeitskurven von Nachhallmeßwerten (Raum mit singulären Eigenfrequenzen)

Die Abb. 2 stellt ein solches Beispiel dar. Es kann in einem solchen Fall versucht werden, die Kurve der absoluten Häufigkeit auf zeichnerischem Wege in zwei oder mehrere Gausssche Häufigkeitskurven zu zerlegen (Abb. 3). Damit können dann die entsprechenden Geraden im Wahrscheinlichkeitsnetz gezeichnet werden. Es ergibt sich daraus, daß ein Raum mit singulären Eigenfrequenzen nicht mehr ein einheitliches Kollektiv darstellt, sondern sich aus zwei oder mehr Kollektiven zusammensetzt. Aus ihrer Anzahl und den entsprechenden Zentralwerten kann oft auf die Art des Zustandekommens der singulären Eigenfrequenzen geschlossen werden.

Die ortsabhängige Bestimmung der Nachhallzeit und ihre Auswertung liefert also ein neues Kriterium für die Beurteilung der Akustik eines Raumes, das die Raumform und die räumliche Verteilung der Schallschluckung enthält. Dies ist um so wertvoller, als die einfachen Nachhalltheorien diese zwei Faktoren nicht berücksichtigen können, so daß sich bisher nur durch mehr oder weniger approximative geometrische Betrachtungen darüber etwas aussagen ließ.

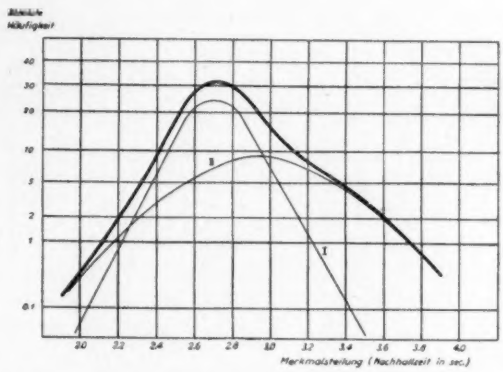


Abb. 3. Zulegung einer Häufigkeitskurve von Nachhallmeßwerten (Raum mit singulären Eigenfrequenzen)

Schallschluckstoffe: Es wird gezeigt, daß es prinzipiell nicht möglich ist, ein einfaches, homogenes Material zu finden, das eine Absorption aufweist, deren Frequenzgang demjenigen der gewünschten Nachhallzeit entspricht. Es wurden daher zwei verschiedene Stoffe verwendet, nämlich Glaswolle und schwingungsfähiges Sperrholz. Die Glaswolle wurde in bekannter Weise mit gelochten Platten abgedeckt. Dank diesen einheitlichen Schluckstoffen war es möglich, den Schluckgrad dieser Materialien in einer Anzahl von Räumen zu messen, deren Volumina und Formen verschieden waren, ebenso mit verschieden großen und verschieden verteilten Prüfflächen.

Die auf diese Weise erhaltenen Resultate zeigen die Abb. 4 und 5. Für Sperrholz konnte nur der untere Frequenzbereich bis 400 Hz ausgewertet werden, da bei den höhern Frequenzen sein Schluckgrad zu klein wird. Bei der Berechnung der dargestellten Schluckgrade aus den Nachhallzeiten

hat es sich ganz eindeutig gezeigt, daß die MILLINGTONsche Formel, also die geometrische Addition der Schluckflächen, die der Wirklichkeit am besten entsprechende Ergebnisse liefert. Eine arithmetische Addition nach SABINE oder EYRING führte zu keinen brauchbaren Resultaten. Die Abb. 4 und 5 lassen die zu erwartenden Abweichungen erkennen: ± 20 % von 100 bis 400 Hz (Sperrholz ± 30 %, da Materialunterschiede größer), ± 10 % von 400 bis 4800 Hz. Diese Unsicherheiten müssen also bei der Berechnung der Nachhallzeiten in Kauf genommen werden.

Die Abweichungen sind in Anbetracht der Kompliziertheit des Nachhallvorganges und des erfaßten sehr großen Bereiches relativ gering, so daß diese Tatsache indirekt auch ein Beweis ist für den Wert des klassischen Hallraumverfahrens für Absorptionsmessungen. Es ist zwar bekannt, besonders auch aus

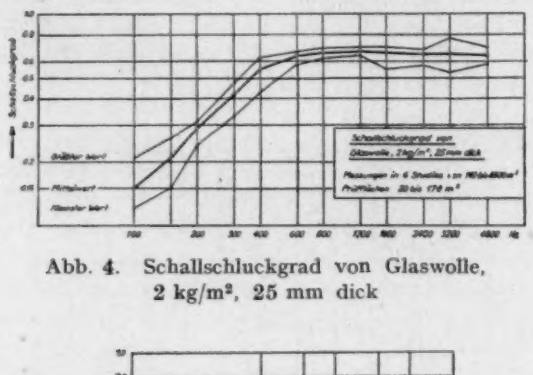


Abb. 4. Schallschluckgrad von Glaswolle, 2 kg/m², 25 mm dick

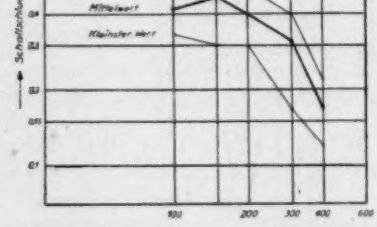


Abb. 5. Schallschluckgrad von schwingungsfähigem Sperrholz (Prüfflächen 10 bis 161 m²)

den 1939 publizierten Vergleichsmessungen, daß das Hallraumverfahren, trotz seiner prinzipiellen Einfachheit, eigentlich nie eindeutige Resultate lieferte. Es wurde daher versucht, die in den verschiedenen Studioräumen gewonnenen und gemittelten Schluckgrade eines bestimmten Materials (Glaswolle) auch im Hallraum zu erhalten. Die Abb. 6 zeigt das Ergebnis: Wenn drei Prüfflächen auf drei zueinander nicht parallele Wände verlegt werden und auch hier mit der MILLINGTONschen Formel gerechnet wird, dann stimmen die beiden Kurven sehr befriedigend überein. Anschließend wird eine Erklärung gegeben, warum eine einzige Prüffläche in einem rechtwinkligen Hallraum einen zu kleinen Schluckgrad ergeben muß und zwar vor allem bei den mittleren und hohen Frequenzen, nicht bei den tiefen.

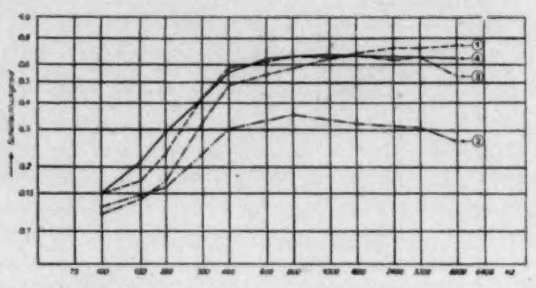


Abb. 6. Schallschluckgrad von Glaswolle. Kurve 1: je 3 m² auf 3 nicht parallelen Wänden. Kurve 2: 9 m² auf einer Prüffläche. Kurve 3: 3 m² auf einer Prüffläche. Kurve 4: Mittelwert aus Studiomessungen

Am Schluß der Arbeit finden sich noch eine Reihe von praktischen Erkenntnissen, besonders was die Form der Räume und die Verteilung der Schluckstoffe anbelangt. Die gemessenen Nachhallkurven von 15 Studios werden gezeigt, ebenso einige Bilder von typischen Beispielen. FURRER

A. GEMELLI und G. SACERDOTE, **Un Metodo per l'Analisi Statistica dell'Intensita Sonora del Linguaggio**. Commentationes 5, H. 5, S. 569.

Alle Forschungszweige, die sich mit der Untersuchung der Sprachintensität befassen, sind, wie einleitend auseinandergesetzt wird, nicht an der Messung von Absolut- oder Mittelwerten interessiert; ihre Aufgabe besteht vielmehr darin, die Intensitätsschwankungen innerhalb einzelner Worte oder Sätze zu untersuchen und aus ihren verschiedenartigen Ursachen abzuleiten. Der Psychologe untersucht beispielsweise den Zusammenhang von Intensitätsschwankungen mit Ermüdungs- oder Erregungszuständen des Sprechers oder aber die Bedeutung der Betonung als Ausdruck des Gesprächs- oder Vortragsgegenstandes. Die experimentelle Phonetik interessieren Zusammenhänge zwischen Intensitäts- und Tonhöhenakzent oder die Beziehung zwischen der Dauer eines Lautes und seiner relativen Intensität usw. Die Kenntnis der Intensitätsverteilung ist auch wertvoll für die vergleichende Sprachforschung zur Charakterisierung verschiedener Sprachen und Dialekte sowie zur Klärung der Frage, ob bei gewissen Sprachen der Tonhöhen- oder Intensitätsakzent vorherrscht. Schließlich gibt es in diesem Zusammenhang viele physiologische Probleme, wie nicht näher ausgeführt zu werden braucht.

Die Lösung dieser Aufgaben würde in jedem Falle die vergleichende Auswertung zahlreicher Registrierungen erfordern. Ein statistisches Meßverfahren würde also, seine Anwendbarkeit vorausgesetzt,

muß die strenge harmonische Teiltonlage erfüllt sein. Das gleiche wurde bei höheren Teiltönen bis zum 4. und 5. gemessen. Leichte Schwankungen wurden verursacht durch Winddruck- und Anstrichungleichmäßigkeiten. Bei der zweiten Methode wurde die Teiltonfrequenz zweier gleichzeitig tönender Pfeifen dadurch gemessen, daß mit einem Frequenzanalysator ein Teilton auf Schwebungsfreiheit mit dem gleichen der anderen Pfeife durch Verstimmen dieser Pfeife eingestellt wurde. Wenn die Schwebungsfreiheit für einen Teilton stimmte, traf sie auch für die anderen zu. Da dieser Versuch wegen der Mitnahmeerscheinungen unter Umständen nicht einwandfrei ist, wurden schließlich drittens die Frequenzen der Teiltöne verglichen mit einer Kippschwingung gleicher Frequenzlage, die von einem Quarzsender stabilisiert wurde. Auch in diesem Fall trat die Schwebungsfreiheit für alle Teiltöne zugleich ein. Beobachtungen nach der ersten Methode konnten auch bei ausklingenden Saiten gemacht werden, wobei sich zeigte, daß dann ganz beträchtliche Phasenänderungen der Teiltöne untereinander vorkamen. Unharmonische Teiltöne in nichtstationären Klängen von Saiten sind also anzunehmen.

W. LOTTERMOSER

A. W. NOLLE und C. P. BONER, **The Initial Transients of Organ Pipes.** J. acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 149.,

Wie in der Arbeit von F. TRENDELENBURG (Z. techn. Phys. 16 [1936], S. 513) werden die Einschwingvorgänge von Orgelpfeifen untersucht, nur mit dem Unterschied, daß keine Filter verwandt werden, sondern aus den Oszillogrammen des gesamten Hörfrequenzbandes qualitative Feststellungen über die Art und die Schnelligkeit der Ansprache amerikanischer Orgelpfeifen verschiedener Register getroffen werden.

Der Frequenzbereich der Grundtonhöhen erstreckte sich von *C* bis *c''*. Die Ergebnisse sind ungefähr die gleichen wie in der erwähnten Arbeit von F. TRENDELENBURG. Die Zungenpfeifen sprachen schneller an als die Labialpfeifen. Bei letzteren ist der stationäre Teil des Klanges im Mittel nach 0,05 sec erreicht. Pfeifen tieferer Töne haben eine längere Ansprechzeit als die der hohen, d. h. die Zahl der Perioden beim Einschwingen ist für die Pfeifen verschiedener Tonhöhen etwa die gleiche. Ausnahmen machten die Flöten und Gedackten, die oft eine etwas unsichere Ansprache aufwiesen. Eine Reihe von Diapasonpfeifen (Prinzipale) wurden gehörmäßig begutachtet, wobei als die beste diejenige bezeichnet wurde, die den kürzesten Einschwingvorgang besaß und den Grundton am schnellsten hören ließ. Noch schneller als Diapason sprachen die Pfeifen der Streichergruppe an. Unharmonische Vorläufer wurden bei einigen Pfeifen festgestellt. Es traten dabei z. B. das 5,09-, 2,9- oder 1,99fache der Grundfrequenz auf. Bemerkenswert sind die Angaben über den angewandten Winddruck. Der niedrigste Wert liegt dabei in einem einzigen Fall bei 3,5 inch = 90 mm Wassersäule, der für deutsche Verhältnisse schon als hoch bezeichnet werden muß. Der am häufigsten vorkommende Wert ist der von 10 inch = 254 mm. Zum Glück sind wir in Deutschland in neuerer Zeit von derartigen Hochdruckstimmen der Orgel, die musikalisch-akustisch verheerend wirken, schon längst abgekommen. W. LOTTERMOSER

J. G. WOODWARD, **Resonance Characteristics of a Cornet.** J. acoust. Soc. Amer. (1941), S. 156.

An einem Horn in B werden Messungen über die Lage und Stärke der Resonanzen bei allen Ventilstellungen angestellt. An dem Mundstück des Instrumentes wurde ein Kristalltelephon angebracht, das mit reinen Tönen zwischen 50 und 6000 Hz beschickt wurde. In einigem Abstand von der Schalltrichteröffnung befand sich das Mikrophon eines Pegelmessers, der den durch das Instrument laufenden Schall zu messen gestattete. Nachdem die Frequenzcharakteristik des dicht auf dem Mikrophon sitzenden Telephons gemessen war, wurde das jeweilige Verhältnis zwischen dem direkten Schalldruck und dem durch das Instrument gelangenden gebildet. Der Versuchsaufbau befand sich in einem stark schallgedämpften Raume. Die Kurven zeigen Maxima und Minima im Bereich von 50—2000 Hz. Darüber werden keine ausgeprägten insbesondere harmonisch liegenden Resonanzen mehr gemessen. Obwohl die Anregungsbedingungen bei diesen Versuchen andere sind als beim Anblasen, ist erkennbar, daß wegen der verhältnismäßig großen Flachheit der Maxima die Tonhöhe des jeweiligen Grundtons bis zu 20 Hz herauf- oder heruntergedrückt werden kann. Bei gewissen Ventilstellungen werden Maxima unterdrückt, weswegen das Klangspektrum an diesen Stellen Einsattelungen zeigen müßte. Der Klangcharakter des Horns wird weitgehend durch die harmonisch liegenden Obertöne, deren Zahl bis etwa 20 gehen kann, bestimmt, und ist wegen der verhältnismäßig geringen Intensität der Obertöne weich und ohne schmetternde Schärfe. W. LOTTERMOSER

H. P. KNAUSS und W. J. YEAGER, **Vibration of the Walls of a Cornet.** J. acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 160.

Die Wandschwingungen eines Hornes wurden mit einem Kristallerschütterungsmesser untersucht. Er wurde auf die aus Messing gefertigte Wandung des Instrumentes gesetzt und die Erregungszustände mit einem Kathodenstrahloszillograph festgelegt. Schwingungsknoten wurden in wenigen Zentimeter Entfernung vom Schalltrichterrand und Bäuche in der Nähe der ersten Biegung des Rohres gefunden. Die

einen erheblichen Fortschritt bedeuten. Die Frage der Anwendbarkeit statistischer Methoden wird in einem besonderen Kapitel vom sprachwissenschaftlichen Standpunkt aus erörtert. Das Ergebnis dieser ausführlichen Untersuchung läßt sich etwa folgendermaßen formulieren: Eine statistische Analyse darf sich nur auf diejenigen Merkmale der Sprache erstrecken, die einem allgemeinen Gesetz gehorchen und deren Regelmäßigkeit über einen gewissen Zeitraum angenommen werden kann. Alle Wandlungen, die als Folge äußerer Einflüsse eintreten, sind einer statistischen Darstellung nicht zugänglich.

Physikalisch wäre die Berechtigung einer statistischen Betrachtungsweise dann nachgewiesen, wenn sich die Schwankungen des betreffenden Merkmals, in diesem Falle der Intensität, in Form einer Gaussschen Fehlerkurve darstellen ließen. Das von den Verfassern angewendete Meßverfahren besteht in einer photographischen Aufzeichnung der Schallintensität ähnlich der Amplitudenschrift beim Tonfilm. Auf einem stillstehenden Film würde man hierbei einen Strich erhalten, dessen Schwärzung innerhalb gewisser Grenzen proportional der Belichtungszeit, d. h. proportional derjenigen Zeit sein würde, während der die Schallintensität die dem Ausschlag entsprechende Größe erreicht oder überschreitet. Zur Aufzeichnung dient ein Kathodenstrahloszillograph. Die Schallintensität wird mit einem Röhrenvoltmeter gemessen. An das senkrechte Plattenpaar wird die Summe der Ausgangsspannung des Röhrenvoltmeters und einer Sägezahnspannung von einigen tausend Hz gelegt. Hierduch erreicht man im Gegensatz zu einer Modulation der Trägerspannung gleichmäßige Abstände der Sägezähne und damit gleichmäßige Ausleuchtung (Abb. 1). An dem waage-

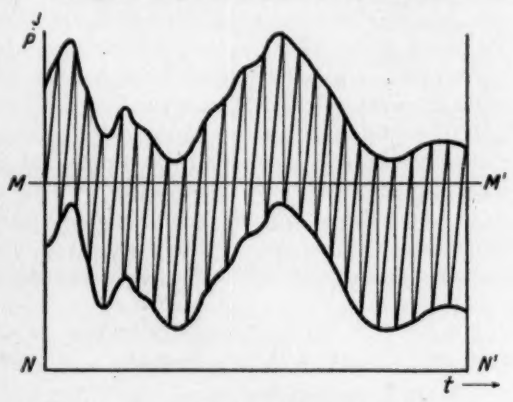


Abb. 1. Oszillogramm der Intensitätsschwankungen schematisch

rechten Plattenpaar liegt eine Sägezahnspannung von etwa 200 kHz. Photographiert man das Schirmbild unter Abdeckung der unteren Hälfte (Teil unterhalb MM' in Abb. 1), so erhält man ein Rechteck, dessen Schwärzung von unten nach oben abnimmt. Die Auswertung mit Hilfe eines registrierenden Zeiß-Schwärzungsmessers ergibt eine Kurve, deren Abszisse die Intensität und deren Ordinate die Zeit in Prozenten der Versuchsdauer angibt, während der die Intensität erreicht oder überschritten wurde. Bei rein statistischer Verteilung der Intensitätsschwankungen müßte diese Kurve identisch mit der Integralkurve der Gaussschen Fehlerkurve sein. Ob dies zutrifft, wird in der vorliegenden Arbeit nicht erwähnt; sie beschränkt sich auf die Wiedergabe einiger Meßergebnisse, von denen Abb. 2 ein Beispiel bringt.

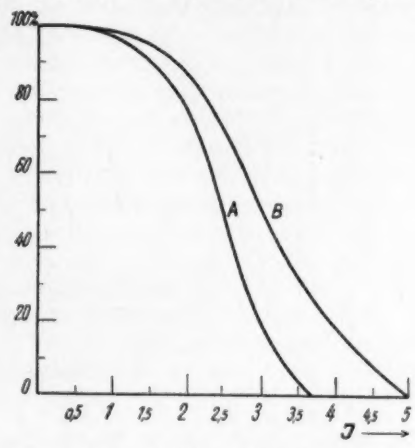


Abb. 2. Intensitätsverteilung beim Lesen eines Prosastückes. A: monoton und schnell, B: sehr langsam gelesen

Die Abszisse des Wendepunktes der Kurve gibt die „wahrscheinlichste" Intensität an. Die Verfasser kündigen eine ausführliche Darlegung ihrer langjährigen Untersuchungen in einer späteren Veröffentlichung an. Sie haben die gleiche Methode auch auf die Tonhöhenschwankungen angewendet; die Besprechung der Ergebnisse mit Anwendungen auf verschiedene eingangs angedeutete Probleme wie z. B. die wechselseitige Beeinflussung von Tonhöhe und Intensität oder der Vergleich verschiedener Sprachen sind ebenfalls einer späteren Arbeit vorbehalten.

H. F. Gerdien

A. W. Nolle und C. P. Boner, **Harmonic Relations in the Partials of Organ Pipes and of Vibrating Strings.** J. acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 145.

Die Untersuchungen zeigen, daß die Obertöne von Pfeifen und Saiten im stationären Schwingungszustand streng harmonisch zueinander liegen. Die angewandten Meßmethoden sind folgende: Mit einem Tiefpaß wird die Grundfrequenz, mit einem Bandpaß die Oktavfrequenz ausgefiltert und die Ausgangsspannungen hinter den Filtern auf die Plattenpaare eines Braunschen Rohres gegeben, so daß Lissajoussche Figuren beobachtet werden können. Da bei den verschiedenen Pfeifenarten und den Saiten kein Wechsel der Phasenbilder zu sehen ist,

Schwingungsform der Wandschwingung läßt eine starke Obertönigkeit erkennen, die aber immer noch geringer als die des Schalles ist. Dieser wird mit den Wandschwingungen rechtwinklig auf dem Schirm des Braunschen Rohres zusammengesetzt und Lissajous-Figuren beobachtet, die nach höheren Frequenzen immer einfacher werden. Zur Feststellung, wie stark der von der Wandung abgestrahlte Schall im Verhältnis zu dem von der Luftsäule ist, wurde die Wanderregung beim Anblasen gemessen und darauf ohne Anblasen in gleicher Stärke und Zusammensetzung nachgeahmt, indem auf die Wandung an der Stelle eines Bauches ein Eisenblättchen angeklebt wurde, das elektromagnetisch erregt wurde. Die größte gemessene Lautstärke betrug dann 50 db gegen eine Lautstärke beim Anblasen von 90 db. Die Schallabstrahlung der Wandung müßte also von der der Luftsäule völlig verdeckt werden. Dämpfte man die Instrumentwandungen durch Bekleben mit Glaserkitt so, daß auch mit dem Kristallempfänger keine Vibration mehr festgestellt werden konnte, so wurde auch subjektiv kein Klangunterschied gegen die Schallabstrahlung des Instruments im ursprünglichen Zustand bemerkt. W. Lottermoser

C. W. Clapp und F. A. Firestone, **The Acoustic Wattmeter, an Instrument for Measuring Sound Energy Flow.** J. Acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 124.

Das von den Verfassern entwickelte akustische Wattmeter besteht aus zwei parallel geschalteten „Brush"-Tonzellen als Druckempfänger, zwischen denen sich ein kleines Bändchenmikrophon (Größe $50 \times 17 \times 8$ mm) als Schnelleempfänger befindet, zwei getrennten Verstärkern, einem Phasenentzerrer und einem thermoelektrischen Wattmeter. Durch Betätigen eines Schalters kann entweder der Druck p, die Schnelle v_a, oder der Schallenergiefluß $p v_a \cos \Theta$ bestimmt werden. Der Phasenentzerrer soll den Einfluß des Transformators und den der Resonanzen des Bändchens kompensieren. Seine Ausführungsform wurde durch das äquivalente Schaltbild des Bändchenmikrophones nahegelegt, das sich wie eine Reihenschaltung von gedämpften, den einzelnen Eigenfrequenzen entsprechenden Schwingkreisen verhält. — Prüfung der Apparatur, Druck und Schnelleeichung können im Kundtschen Rohr leicht vorgenommen werden; denn in einer Entfernung $\lambda/8$ vom starr abgeschlossenen Rohrende sind kinetische und potentielle Energiedichte gleich groß.

Die Theorie der wattmetrischen Schluckgradmessungen ist in der Originalarbeit bis zu praktisch leicht auswertbaren Formeln durchgeführt. So läßt sich z. B. der Schluckgrad α_0 für senkrechten Einfall einer im Kundtschen Rohr am harten Abschluß angebrachten Materialprobe durch Messung des Energieflusses W_s ($= p v_s \cos \Theta$) und der Energiedichte E_s ($= p^2/\varrho c^2 + \varrho v^2/2$) leicht bestimmen. Es ist dann

$$\alpha_0 = \frac{2 W_s/c E_s}{1 + W_s/c E_s}.$$

Auch der Schallwiderstand kann aus den drei Größen: Schallenergiefluß, kinetische und potentielle Energiedichte berechnet werden. — Unter der Annahme eines rellen, vom Einfallswinkel unabhängigen Wandwiderstandes läßt sich die Theorie für beliebige Einfallswinkel erweitern. Mittelung über alle möglichen Einfallsrichtungen führt dann zu Formeln, die den durch Hallraummessungen definierten Schluckgrad durch einfache Energiedichte- und Schallflußmessungen ausdrücken. So kann dann selbst der Schluckgrad einzelner Wände oder größerer an den Wänden angebrachter Materialproben direkt gemessen werden. Die Übereinstimmung der wattmetrischen mit anderen, auf die gebräuchliche Art durchgeführten Messungen kann, wie eine Reihe von Kurven zeigt, als sehr gut bezeichnet werden. Auch bei Lärmmessungen und Schallisolationsprüfungen dürfte das akustische Wattmeter sehr brauchbar sein, da es außer der Intensität auch die Richtung des Störschalles erkennen läßt. — Schließlich kann damit auch die Schalleistung von Lautsprechern und anderen akustischen Geräten direkt ermittelt werden. E. Skudrzyk

R. Berg, **Ein Kondensatormikrophon für akustische Messungen.** Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Norwegischen Technischen Hochschule, Trondheim, Nr. 144. Norwegische Wissenschaftliche Gesellschaft Verhandlungen Bd. 13, Nr. 51.

Der Verfasser beschreibt ein im Physikalischen Institut, Trondheim, entwickeltes Kondensatormikrophon. Er gibt kurz die Bedingungen für Frequenzunabhängigkeit und Empfindlichkeit an (hohe Eigenfrequenz und geringe Maße der Membran, kleiner Elektrodenabstand und Verminderung der Luftpolstersteife) und läßt dann eine Beschreibung der Mikrophonkonstruktion folgen. Das Mikrophon hat annähernd Kugelgestalt von 40 mm Durchmesser. Die Membran ist zur Verminderung der Hohlraumresonanz weit nach vorn gezogen. Die Gegenelektrode ist wegen der gleichmäßigeren Aufteilung der Fläche nicht mit radialen, sondern mit rechtwinklig angeordneten Schlitzen versehen.

Gerh. Buchmann

Paul W. Klipsch, **A Low Frequency Horn of Small Dimensions.** J. acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 137 bis 144.

Es wird ein gefalteter Trichterlautsprecher beschrieben, der bei einer unteren Grenzfrequenz von 40 Hz nur die Abmessungen $100 \times 100 \times 70$ cm³ hat. Die geringen Abmessungen werden dadurch er-

möglicht, daß der Trichter für die Aufstellung in einer Zimmerecke konstruiert ist. Dabei wird die Trichteröffnung durch Spiegelung an den beiden Wänden und dem Fußboden auf das für eine gute Abstrahlung der unteren Grenzfrequenz notwendige Maß vergrößert. Im Anfangsteil des Trichters wächst der Querschnitt nach einem höheren Exponenten (einer Grenzfrequenz 100 Hz entsprechend) an als im übrigen Teil. Dies hat zur Folge, wie H. F. Olson [J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 30 (1938), S. 551] gezeigt hat, daß der Realteil des Eingangswiderstandes des Trichters mit der Frequenz ansteigt und damit, infolge des gleichfalls ansteigenden Massenwiderstandes der Membran, im gesamten Frequenzbereich ein optimaler Wirkungsgrad erzielt wird. Die obere Grenzfrequenz des Lautsprechers liegt bei 400 Hz. Zur Erzeugung der Frequenzen über 400 Hz wird ein weiterer Trichterlautsprecher verwendet. Wegen seines guten Wirkungsgrades ist der beschriebene Lautsprecher für kleine Theater und für Erfrischungsräume geeignet.

Gerhard Buchmann

E. G. Wever, Ch. W. Bray und M. Lawrence, **The Effect of Middle Ear Pressure upon Distortion.** J. acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 182.

An betäubten Katzen wurden Versuche vorgenommen, die zeigen sollten, wie ein Überdruck im Mittelohr sich auf die Empfindlichkeit des Ohres und die Verzerrungen, gemessen durch die elektrischen Spannungen an der Schnecke, auswirkt. Der Schall wurde von zwei Lautsprechern über ein Rohr dem Ohr zugeführt. Durch eine Bohrung im Schädelknochen stand die Höhlung des Mittelohres mit der Druckapparatur in Verbindung. Durch eine zweite Bohrung führte der Draht von der Elektrode am runden Fenster der Schnecke zum Frequenzanalysator.

Zuerst wurden die Spannungen an der Schnecke, die dem Grundton und verschiedenen, im Ohr entstehenden Obertönen entsprechen, bei Erregung mit einem sinusförmigen Ton in Abhängigkeit vom Schalldruck gemessen. Dann wurde dasselbe bei einem Überdruck im Mittelohr von 20 mm Hg wiederholt. Der Schalldruck mußte dabei um 24 bis 30 db erhöht werden, um die gleichen Spannungen wie im ersten Fall zu ergeben. Die Kurven für den Verlauf der Spannungen in Abhängigkeit vom Schalldruck bleiben aber abgesehen von dieser Verschiebung fast ungeändert.

Die weiteren Versuche wurden mit zwei Tönen mit den Frequenzen h bzw. l ausgeführt. Abb. 1 zeigt als Beispiel den Einfluß des Druckes im Mittelohr auf den Summationston erster Ordnung $h + 2$. Alle ausgezogenen Kurven gelten für den Druck 0, alle gestrichelten für einen Druck von 20 mm Hg. Die linken Kurven beziehen sich auf jeden Primärton gesondert, die rechten Kurven auf den Summationston. Die Abszissenwerte geben den Schalldruck des ersten Primärtones an, bei willkürlichem Nullpunkt des Pegels, die Indizes der Kurven den Schalldruck des zweiten Primärtones. Alle Kurven werden durch den Druck im Mittelohr zu höheren

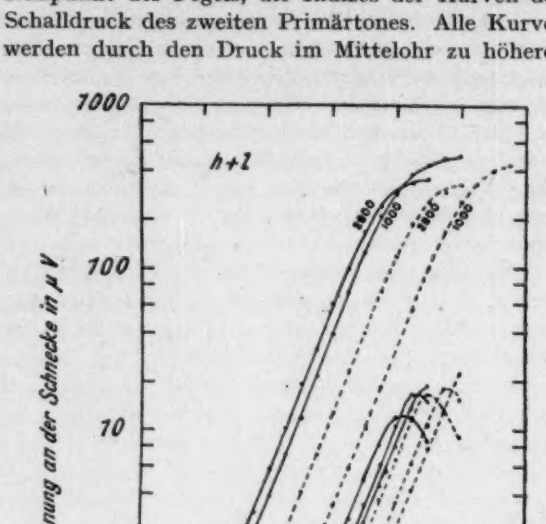


Abb. 1. Einfluß eines Überdruckes im Mittelohr (gestrichelte Kurven für 20 mm Hg) auf die Spannungen an der Schnecke für jeden einzelnen von zwei Primärtönen von 2800 und 1000 Hz gesondert und für den Summationston

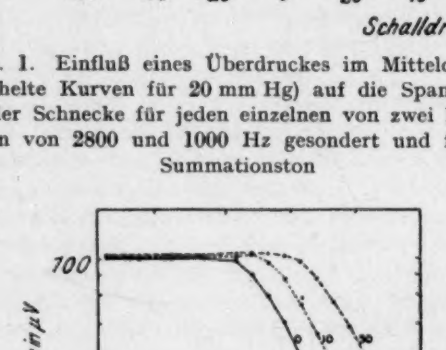


Abb. 2. Interferenzeffekt in Abhängigkeit vom Schalldruck des Interferenztones für Überdrucke von 10 und 50 mm Hg im Mittelohr

Schalldrücken hin verschoben, bleiben aber in ihrer Form unverändert.

Abb. 2 zeigt den Einfluß des Druckes im Mittelohr auf den Interferenzeffekt. Dieser Effekt (s. Ref. Akust. Z. 7 [1942], S. 37) besteht in einer Abnahme der Empfindlichkeit für einen Primärton, wenn ein zweiter Ton mit einer anderen Frequenz, der Interferenzton, gleichzeitig auf das Ohr gegeben wird. Die Versuche wurden ohne Überdruck und mit zwei verschiedenen Überdrucken gemacht. Die Kurven in Abb. 2 sind wiederum in der Form unverändert und nur um 9 db bzw. 20 db nach rechts verschoben. Wenn man die Spannung für den Primärton über der Spannung für den Interferenzton aufträgt kommen die Kurven für verschiedenen Druck sogar fast zur Deckung.

In weiteren Versuchen wurden bei verschiedenem Druck Frequenzkurven für die Empfindlichkeit aufgenommen, d. h. es wurde der Schalldruck für 10 μV an der Schnecke in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Drucken bestimmt. Durch den Überdruck im Mittelohr werden die Frequenzkurven nach oben verschoben, aber nur wenig in ihrem Verlauf geändert. Das gleiche gilt von Frequenzkurven für den Interferenzeffekt.

Da die annormalen Spannungen und Deformationen im Mittelohr infolge des Überdruckes den Verlauf der Ohrempfindlichkeit und aller Verzerrungen im Ohr abgesehen von einer Pegelverschiebung, nicht wesentlich ändern, ist in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen der Verfasser erneut bewiesen, daß die Verzerrungen nicht im Mittelohr, sondern überwiegend im Innerohr entstehen. W. Kuhl

J. E. Tweeddale, **Sound Level Meter Performance.** J. Acous. Soc. Amer. 12 (1941), S. 421.

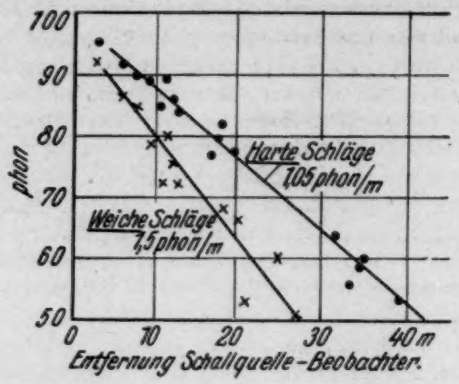
Mit dem ständig wachsenden Bedürfnis nach geräuscharmen Erzeugnissen wurden in der Industrie immer häufiger Lautstärkemesser verwendet; im gleichen Maß wuchsen auch die Ansprüche, die an sie gestellt wurden. In der vorliegenden Arbeit werden die bei Lautstärkemessungen vielfach auftretenden Unstimmigkeiten unter Berücksichtigung vieler praktischen Erfahrungen besprochen. — Eine große Zahl der auftretenden Mängel betrifft die schlechte Übereinstimmung der gemessenen Lautstärke mit dem subjektiven Gehöreindruck. Leider ist hier eine Verbesserung kaum möglich, denn das Hören ist ein äußerst verwickelter Vorgang; eine genaue Bestimmung der Lautstärke, wie sie das Ohr hört, liegt nicht im Wirkungsbereich eines einfachen Geräuschmessers. Eine weitere große Zahl von Klagen hat die Abweichungen zwischen den Meßergebnissen von Lautstärkemessern verschiedener Herkunft zum Gegenstand. Diese Abweichungen beruhen im wesentlichen auf der Verschiedenartigkeit der Frequenzkurven, die nach den Angaben der A.S.A. (American Standards Association, 1936) innerhalb verhältnismäßig breiter Grenzen liegen dürfen. Trotz genauer Eichung am Bezugspunkt 1000 Hz und Erfüllung der A.S.A.-Bedingungen kann daher ein Lautstärkemesser im Vergleich zu einem zweiten z. B. die tiefen Töne bevorzugen und dadurch ein anderes Meßergebnis liefern. Eine Verringerung der zulässigen Streuungen unter den Frequenzkurven würde wohl eine Verbesserung bedeuten, doch verteuerten sich dadurch die Geräte. Zweckmäßiger scheint es, keine Abweichungen in den Frequenzkurven anzugeben, sondern von einer erstrebenswerten, als Norm aufgestellten Frequenzkurve auszugehen, und dann die Lautstärkemesser danach zu eichen. Alsdann sollte man nach dem besonderen Verwendungszweck zulässige Abweichungen festsetzen. — Die Beständigkeit und damit die Verläßlichkeit der Lautstärkemesser wurden in den letzten Jahren wesentlich verbessert. Sie hängt vor allem von der mechanischen Festigkeit des Gerätes und der einzelnen Bestandteile ab, von den Temperaturkoeffizienten und von der Empfindlichkeit gegenüber Spannungsschwankungen. Als Mikrophone bewährten sich die elektrodynamischen, die gegenüber unsanfter Behandlung und Temperaturschwankungen besonders unempfindlich sind. Temperaturschwankungen beeinflussen ihre Empfindlichkeit fast nur bei Frequenzen unterhalb 100 Hz. Ihr Einfluß ist, falls erwünscht, durch eine Eichung erfaßbar. E. Skudrzyk

A. E. Knowler, M. Sc. Physics Department, National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex, **On the Space Attenuation of Impact Sounds in a Brick Building.** Phil. Mag. (7) 31 (1941), S. 240.

Die Körperschallausbreitung für schlagartige Anregung in Ziegelsteinbauwerken wurde in einem für diese Untersuchung sehr geeigneten Gebäude der National Physical Laboratory gemessen. Das drei Stockwerke hohe Gebäude hat etwa 50 m Länge und 13 m Höhe, ist aus Ziegelsteinen gebaut und nicht stahlarmiert. Die Wände und Decken, die den Schallweg bilden, sind sehr leicht zu übersehen, da alle Gebäudeschnitte ein einfaches Rechteck bilden. Nur in der Mitte ist das Bauwerk durch das Treppenhaus unterbrochen, durch das die Decken jedoch hindurchgehen.

Zur Körperschallanregung benutzte Knowler ein Trittschallwerk, dessen Hämmer wahlweise mit Hartgummi- oder Weichgummiköpfen für harte oder weiche Schallanregung versehen werden konnten. Die Hammerfrequenz betrug 4 Schläge je sec. Die Schlagstärke entsprach mit etwa 0,04 mkg der Anregung bei kräftigem Gehen. Eine Frequenzanalyse der Trittschallanregung zeigte, daß der Hauptanregungsbereich bei den Decken bei weicher Anregung um 100 Hz und bei harter Anregung um

400 Hz lag. Die Messung der Lautstärke geschah subjektiv an den einzelnen Meßorten mit einem dem BARKHAUSEN-Gerät ähnlichen Geräuschmesser (Vergleichston etwa 800 Hz). Die Messungen wurden vorwiegend in der Nacht bei geschlossenen Türen und Fenstern ausgeführt. Jede Lautstärkemessung



Körperschallausbreitung in einem Gebäude

wurde an drei verschiedenen Stellen im Meßraum wiederholt.

Bei der Messung der Übertragung in horizontaler Richtung stand das Trittschallgerät am Ende des Gebäudes in der Mitte des Flurs des jeweiligen Stockwerks. In allen drei Stockwerken konnten die gleichen Dämpfungen je m bei der weichen Körperschallanregung und auch bei der harten Schallanregung gemessen werden. Für weiche Schläge betrug die Dämpfung je m 1,5 phon und für harte Schläge 0,9 phon je m.

Bei der Messung der Übertragung in vertikaler Richtung stand das Trittschallgerät auf dem Dach des Gebäudes. Meßreihen wurden an verschiedensten Punkten des Daches in vertikaler Richtung ausgeführt. Hier sind die Streuungen wegen der ungleichen leitenden Querschnitte an den einzelnen Meßpunkten etwas größer. Die Resultate sind im Mittel: für weiche Schallanregung 1,8 phon je m und für harte Anregung 1,2 phon je m.

Eine weitere Meßserie zeigt die Schallausbreitung in beliebiger Richtung im Gebäude. Die Abbildung gibt die erhaltenen Meßwerte wieder.

Die Lautstärke in den Meßräumen ist hier in Abhängigkeit des Abstandes Schallquelle-Mitte Meßraum aufgetragen. Die Meßwerte zeigen, daß annähernd ein linearer Zusammenhang zwischen der Lautstärkeabnahme und der Entfernung besteht. Nach einer nicht veröffentlichten Arbeit von CONSTABLE ist, wie der Verf. schreibt, die Ausbreitungsdämpfung von Trittschallgeräusch in Mauerwerk unabhängig von der Frequenz. Die verschiedene Neigung der beiden Geraden für harte und weiche Anregung bestätigt diese Angabe, wenn man den phon-Maßstab berücksichtigt, der hier bei der subjektiven Messung benutzt wurde. KEIDEL

JOSEPH LAURENCE HUNTER, **The Absorption of Ultrasonic Waves in Highly Viscous Liquids.** J. Acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 36.

Messungen der Schallabsorption in Flüssigkeiten führten häufig zu verschiedenen Ergebnissen. Ein großer Teil der experimentellen Schwierigkeiten liegt in der geringen Schallabsorption. Es erschien daher zweckmäßig, einmal Flüssigkeiten mit großer Viskosität und damit mit großer Schalldämpfung zu untersuchen, um, wenn auch vielleicht nicht den Absolutwert, so doch wenigstens die Temperaturabhängigkeit der Schallabsorption mit der theoretischen zu vergleichen. — Die Untersuchungen wurden in dem von HUBARD und von FOX beschriebenen Interferometer bei 3,15 und 3,95 MHz ausgeführt. Einzelheiten über die Eichung der Apparatur und über die praktische Durchführung der Messungen finden sich in der Originalarbeit. Untersucht wurde Leinöl, Rizinusöl, Glycerin und Olivenöl. Als Ergebnis wird gezeigt, daß die Temperaturabhängigkeit der Schallabsorption in den genannten Flüssigkeiten mit der theoretischen völlig übereinstimmt, und daß die Abweichungen von den theoretischen Absolutwerten der Schallabsorption innerhalb der hier als 30% angegebenen Fehlergrenzen liegen. Auch die Schallgeschwindigkeiten werden angegeben.

E. SKUDRZYK

NACHRICHTEN

Dr. **Hans Martin,** Dozent für Geophysik an der Universität Jena und Regierungsrat an der Reichsanstalt für Erdbebenforschung ist zum außerplanmäßigen Professor an der Universität Jena ernannt worden.

Verantwortlicher Schriftleiter: Oberregierungsrat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine G. m. b. H., Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany